

SÉRIE A,
N° 2724
N° D'ORDRE :
3597

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MARCEL BARBIER

1^{re} THÈSE. — DÉPÔT ET RETRAIT DE CHARGES ÉLECTRIQUES SUR DES ISOLANTS
PAR ÉMISSION SECONDAIRE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 4 décembre 1954 devant la Commission d'examen.

MM. GRIVET	<i>Président.</i>
GUINIER	} <i>Examineurs.</i>
LAPORTE	

PARIS

GAUTHIER-VILLARS, ÉDITEUR-IMPRIMEUR-LIBRAIRE

55, Quai des Grands-Augustins, 55

1955



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41553822_0045

SÉRIE A,
N° 2724
N° D'ORDRE :
3597

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MARCEL BARBIER

1^{re} THÈSE. — DÉPÔT ET RETRAIT DE CHARGES ÉLECTRIQUES SUR DES ISOLANTS
PAR ÉMISSION SECONDAIRE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 4 décembre 1954 devant la Commission d'examen.

MM. GRIVET	<i>Président.</i>
GUINIER	} <i>Examineurs.</i>
LAPORTE	

PARIS

GAUTHIER-VILLARS, ÉDITEUR-IMPRIMEUR-LIBRAIRE

55, Quai des Grands-Augustins, 55

1955

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen..... J. PÉRÈS.

PROFESSEURS

G. JULIA.....	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	SOLEILLET.....	T	Physique.
A. DENJOY.....	T	Théorie des fonctions.	FORTIER.....	T	Mécanique expérimentale des fluides.
L. LUTAUD.....	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	DANJON.....	T	Astronomie.
E. DARMOIS.....	T	Enseignement de Physique.	FROMAGEOT.....	T	Chimie biologique.
ROBERT LÉVY.....	T	Physiologie comparée.	LAPORTE.....	T	Physique générale et Radio-activité.
FOCH.....	T	Mécanique physique et expérimentale.	JANET.....	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.
PAUTHENIER.....	T	Électrotechnique générale.	PETIT.....	T	Biologie maritime.
DE BROGLIE.....	T	Théories physiques.	QUENEY.....	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
JOB.....	T	Chimie générale.	GALLIEN.....	T	Biologie animale (P. C. B.).
PRENANT.....	T	Anatomie et Histologie comparées.	EICHHORN.....	T	Biologie végétale (P. C. B.).
GARNIER.....	T	Géométrie supérieure.	DE CUGNAC.....	T	Biologie végétale (P. C. B.).
PÉRÈS.....	T	Mécanique des fluides et applications.	M ^{lle} CAUCHOIS.....	T	Chimie-Physique.
LAUGIER.....	T	Physiologie générale.	THELLIER.....	T	Physique du Globe.
M. CURIE.....	T	Physique (P. C. B.).	AUDUBERT.....	T	Électrochimie.
VALIRON.....	T	Calcul différentiel et Calcul intégral.	L'HÉRITIER.....	T	Génétique.
BARRABÉ.....	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	GHIVET.....	T	Radioélectricité.
G. DARMOIS.....	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	PONCIN.....	T	Mécanique des fluides.
JACQUES BOURCART.....	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	THIRY.....	T	Mécanique appliquée.
M ^{me} JOLIOT-CURIE.....	T	Physique générale et Radio-activité.	DUBREIL.....	T	Arithmétique et théorie des nombres.
PLANTEFOL.....	T	Botanique.	QUELET.....	T	Chimie (P. C. B.).
CABANNES.....	T	Recherches physiques.	CAGNIARD.....	T	Géophysique appliquée.
GRASSÉ.....	T	Évolution des êtres organisés.	CHAMPETIER.....	T	Chimie macromoléculaire.
PRÉVOST.....	T	Chimie organique.	CUVILLIER.....	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.
BOULIGAND.....	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	JUNG.....	T	Pétrographie.
CHAUDRON.....	T	Chimie appliquée.	TRILLAT.....	T	Chimie physique.
WYART.....	T	Minéralogie.	WIEMANN.....	T	Chimie (M. P. C.).
TEISSIER.....	T	Zoologie.	JACQUINOT.....	T	Physique (P. C. B.).
MANGENOT.....	T	Biologie végétale.	VASSY.....	T	Physique de l'atmosphère.
P. AUGER.....	T	Physique quantique et Relativité.	DESTOUCHES.....	T	Théories physiques.
MONNIER.....	T	Physiologie générale.	M. PRUVOST.....	T	Géologie.
PIVETEAU.....	T	Géologie.	AMIEL.....	T	Chimie (P. C. B.).
ROCARD.....	T	Physique.	HOCART.....	T	Minéralogie.
H. CARTAN.....	T	Mathématiques (E. N. Supérieure).	J.-P. MATHIEU.....	T	Physique (P. C. B.).
LAFFITTE.....	T	Chimie générale.	COUTEAUX.....	T	Biologie animale (P. C. B.).
FAVARD.....	T	Mécanique générale.	MAY.....	T	Biologie animale (P. C. B.).
COULOMB.....	T	Physique du Globe.	CHOQUET.....	T	Calcul différentiel.
M ^{lle} COUSIN.....	T	Biologie animale (P. C. B.).	FELDMANN.....	T	Biologie (P. C. B.).
CHRÉTIEN.....	T	Chimie minérale.	GUINIER.....	T	Physique (P. C. B.).
P. DRACH.....	T	Zoologie.	JOST.....	T	Biologie (P. C. B.).
KASTLER.....	T	Physique.	FORTET.....	T	Calcul des probabilités.
EPHRUSSI.....	T	Génétique.	SCHWARTZ.....	T	Méthodes mathématiques de la physique.
WURMSER.....	T	Chimie physico-chimique.	CHOUARD.....	T	Physiologie végétale.
RIVIERE.....	T	Géologie (P. C. B.).	MALAVARD.....	T	Aviation.
GAUTHERET.....	T	Biologie végétale (P. C. B.).	BRELOT.....	T	Calcul différentiel.
LUCAS.....	T	Physique.	NORMANT.....	T	Chimie (P. C. B.).
A. THOMAS.....	T	Biologie cellulaire.	BENARD.....	T	Chimie (P. C. B.).
ARNULF.....	T	Optique appliquée.	BUVAT.....	T	Botanique (E. N. S.).
MAX MORAND.....	T	Physique.	DUGUÉ.....	T	Statistique mathématique.
			GELOSO.....	T	Chimie (S. P. C. N.).
			SOULAIRAC.....	T	Psychophysiologie.
			ULRICH.....	T	Physiologie végétale.
			MARÉCHAL.....	T	Optique théorique et appliquée.

Secrétaire Général..... CH. MONIER.



PREMIÈRE THÈSE

DÉPÔT ET RETRAIT DE CHARGES ÉLECTRIQUES SUR DES ISOLANTS PAR ÉMISSION SECONDAIRE

SOMMAIRE. — Dans la première partie, l'auteur commence par dégager la condition locale d'équilibre qui donne d'une façon générale le potentiel auquel se charge un élément de surface d'un isolant lorsqu'il est soumis à un bombardement continu d'électrons. Il utilise cette condition pour déterminer dans quelques cas simples le potentiel auquel se charge l'isolant, en fonction de la forme de la portion de surface bombardée et de la configuration du champ électrostatique régnant dans le tube, en supposant des charges d'espace négligeables. Il calcule ensuite dans le cas simple d'une charge ponctuelle, le mouvement des électrons secondaires, et utilise les résultats pour déterminer la valeur de la charge d'espace formée par les électrons en mouvement au-dessus de l'isolant en supposant que cette charge ne perturbe pas encore ce mouvement. Il indique au cours des calculs les conclusions auxquelles on aboutit en ce qui concerne la quantité de charges déposées, la résolution à attendre, le taux d'accumulation, et les intensités de faisceau nécessaires pour l'inscription ou l'analyse.

Dans la deuxième partie, l'auteur décrit les expériences qui lui ont permis d'aboutir à la théorie exposée dans la première partie de son étude. Après avoir observé dans un premier tube les électrons secondaires au moyen d'un collecteur perforé, il a effectué des essais de charge de l'isolant par équilibre en tension avec le collecteur afin de mesurer les potentiels d'équilibre pour différentes configurations de champs.

Il a ensuite construit un tube où la métallisation de la face postérieure de l'isolant était divisée en deux parties juxtaposées pour pouvoir observer le passage du faisceau d'analyse. Des tubes avec un grillage à mailles fines placé près de l'isolant lui ont rendu possible l'examen du dépôt de charges en présence d'un champ extracteur et l'analyse par électrons ralentis.

Enfin, des tubes sans grillage à deux canons lui ont permis d'observer en télévision une image de la charge d'espace entourant le point d'impact d'un faisceau d'électrons rapides, et de mesurer expérimentalement les intensités de courant à ne pas dépasser pour ne pas être gêné par la redistribution des électrons secondaires.

PREMIÈRE PARTIE

INTRODUCTION.

Les développements récents de la Détection Électromagnétique et de la Télévision ont rendu indispensables les appareils permettant de conserver ou de transformer des informations ou des images données sous forme de signaux électriques. Il est possible de réaliser cette conservation par un dépôt de l'information sur une plaque isolante sous forme

de charges électriques par émission secondaire dans un tube à vide, de la modifier par le dépôt ou le retrait de nouvelles charges, et de la restituer en analysant le relief de charges existant sur la plaque.

Le but du présent travail est d'examiner la possibilité de déposer un signal sous forme de charges sur un isolant par émission secondaire, et de délimiter les moyens nécessaires pour le déposer et l'analyser correctement.

Cette étude est divisée en deux parties, une partie

théorique où sont groupés les développements mathématiques qui ont permis de définir l'ordre de grandeur de toutes les quantités physiques intervenant dans le dépôt et le retrait de charges par faisceaux d'électrons sur des isolants, et une partie expérimentale, où sont exposées les expériences qui ont servi à diriger les développements théoriques et à vérifier leurs résultats.

Dans la partie théorique, on commence par dégager la condition locale d'équilibre qui donne d'une façon générale le potentiel auquel se charge un élément de surface d'un isolant lorsqu'il est soumis à un bombardement continu d'électrons. On utilise ensuite les résultats pour déterminer dans quelques cas simples le potentiel auquel se charge l'isolant, en fonction de la forme de la portion de surface bombardée et de la configuration du champ électrostatique régnant dans le tube. Ceci est effectué en supposant des intensités de bombardement faibles, c'est-à-dire des charges d'espace négligeables.

On calcule ensuite dans le cas simple d'une charge ponctuelle, le mouvement des électrons secondaires, et l'on utilise les résultats pour déterminer la valeur de la charge d'espace formée par les électrons en mouvement au-dessus de l'isolant en supposant que cette charge ne perturbe pas encore ce mouvement. On approche ainsi l'évaluation de cette charge d'espace par valeurs inférieures, et l'on arrive à déterminer l'ordre de grandeur des densités de courant de bombardement pour lesquelles le potentiel produit par la charge d'espace atteint ceux qui régissent indépendamment de cette charge le mouvement des électrons.

On arrive ainsi à déterminer l'ordre de grandeur des principaux effets physiques se produisant dans tous les tubes à mémoire ou à images, et l'on indique au cours des calculs les enseignements qu'on en tire et qui ont trait par exemple à la quantité de charges déposées, à la résolution à attendre, au taux d'accumulation, et aux intensités de faisceaux nécessaires pour l'inscription ou l'analyse, toutes grandeurs qu'il est indispensable de connaître pour développer de tels tubes.

Dans une seconde partie expérimentale, on rend compte de toutes les expériences qui ont été faites pour développer la théorie exposée dans la première partie du travail. Naturellement les travaux expérimentaux et les calculs théoriques ont été poursuivis simultanément. Toutefois pour la commodité de l'exposition il a été trouvé préférable de grouper d'abord tous les résultats théoriques, et ne donner qu'ensuite le compte rendu des expériences qui ont permis d'y aboutir.

1.1. Généralités sur l'émission secondaire des isolants. Condition locale d'équilibre valable pour tout point d'un isolant émettant des électrons secondaires.

L'émission secondaire est la propriété d'un corps qui, bombardé par des électrons, en émet à son tour. Un isolant étant un corps non conducteur, si l'on dépose une charge électrique en un point de sa surface, elle restera sans s'écouler et donnera à ce point un certain potentiel par rapport au voisinage, puisqu'un gradient de potentiel peut exister dans un isolant.

Le dépôt de charges électriques à la surface d'un isolant peut se faire justement par bombardement par électrons avec émission secondaire. La différence entre le nombre des électrons reçus par bombardement et le nombre des électrons perdus par émission secondaire constitue à chaque instant le nombre d'électrons acquis par l'isolant. Le fait que le potentiel de la surface d'un isolant peut varier et prendre n'importe quelle valeur en fonction de la charge déposée est un facteur déterminant dans l'étude de l'émission secondaire des isolants. En effet, pour les corps conducteurs, dont le potentiel est toujours fixé, l'émission secondaire est constante dans le temps à intensité de bombardement primaire constante. Au contraire, le potentiel de la surface d'un isolant varie au cours du bombardement au fur et à mesure que la charge déposée à la surface se modifie et tend vers un potentiel d'équilibre. Or, l'examen des électrons secondaires révèle qu'ils ont tous de très faibles vitesses d'éjection, comprises entre zéro et au plus quelques volts. Ce sont des électrons à qui les électrons incidents ont communiqué de l'énergie en pénétrant dans le corps, et qui ont dû diffuser à travers celui-ci avant d'arriver à la surface et sortir à l'extérieur.

Il en résulte que ces électrons secondaires peuvent être facilement rejetés sur le corps d'où ils viennent, s'il règne à l'extérieur de celui-ci un champ qui les repousse. Au contraire, ils s'éloigneront si le champ qui règne à la surface du corps bombardé les entraîne vers une région où le potentiel est plus positif.

La connaissance des champs qui règnent au voisinage de la surface d'un isolant émettant des électrons secondaires est donc essentielle pour savoir quelle charge on pourra déposer sur cet isolant ou à quel potentiel il se chargera.

En fait l'isolant se chargera jusqu'à ce qu'il soit en équilibre, c'est-à-dire jusqu'à ce que la charge qu'il porte ne se modifie plus. Ceci se passe de la façon suivante :

Considérons d'abord le cas où le taux d'émission secondaire est supérieur à l'unité. C'est le cas où il y a plus d'électrons secondaires émis que d'électrons primaires reçus; la surface perdra donc des électrons, c'est-à-dire se chargera positivement, jusqu'à être plus positive que son entourage. A ce moment, les électrons secondaires, les plus lents, commencent à être rejetés vers la surface d'où ils sont issus. L'équilibre est établi lorsque les électrons qui parviennent à s'écarter définitivement sont en nombre égal aux électrons incidents, le surplus émis par la surface retombant sur celle-ci. Parmi les différentes vitesses d'éjection des électrons secondaires, il existe donc une certaine vitesse de partage; les électrons secondaires animés d'une vitesse plus grande que cette vitesse de partage ne retomberont pas sur la surface, les autres y reviendront. Soit η le taux d'émission secondaire, c'est-à-dire le nombre d'électrons secondaires par électron incident et $n(U_e)$ la fonction de répartition des vitesses des électrons secondaire, c'est-à-dire que $n(U_e) dU_e$ est le nombre d'électrons secondaires par électron incident dont les vitesses d'éjection correspondent à des potentiels compris entre U_e et $U_e + dU_e$. On a évidemment

$$\int_0^{\infty} n(U_e) dU_e = \eta.$$

Si l'on désire que le courant (appelé quelquefois improprement courant secondaire) produit par émission secondaire soit égal au courant primaire, il faut que la vitesse de partage (correspondant au potentiel U_0) soit évidemment telle que

$$\int_{U_0}^{\infty} n(U_e) dU_e = 1,$$

c'est-à-dire que le point considéré de l'isolant soit en équilibre lorsqu'il a atteint un potentiel tel que la fraction des électrons secondaires possédant une vitesse d'éjection inférieure à celle correspondant à U_0 soit ramenée sur ce point par le champ extérieur.

C'est cette condition d'équilibre qu'il est toujours nécessaire de rechercher lorsqu'on calcule à quel potentiel se charge une portion d'isolant pour une configuration donnée d'électrodes maintenues à des potentiels constants, lorsque le taux d'émission secondaire est supérieur à l'unité.

Le cas est totalement différent si l'émission secondaire est inférieure à l'unité. C'est le cas par exemple lorsque les électrons primaires ont de faibles vitesses d'impact. Ils ne possèdent plus alors l'énergie nécessaire pour libérer beaucoup d'électrons secondaires. La surface de l'isolant gagne plus d'électrons qu'elle n'en perd : elle se charge négativement. Plus son

potentiel baisse, plus la vitesse d'impact des électrons incidents et l'émission secondaire diminuent, ce qui continue à faire baisser le potentiel de la surface, jusqu'au moment où les électrons primaires arrivent avec la vitesse normale zéro. La surface de l'isolant se trouve alors au potentiel de la cathode qui émet les électrons si leur incidence sur l'isolant est normale, et à un potentiel supérieur si leur incidence est oblique, le potentiel étant fonction de l'angle d'incidence. La surface sera alors en équilibre parce qu'elle n'est plus atteinte par les électrons.

Les remarques ci-dessus montrent qu'il est nécessaire de s'entourer de nombreuses précautions dans la mesure du taux d'émission secondaire d'un isolant, en raison de la propriété que possède la surface d'un isolant de modifier son potentiel jusqu'à ce qu'elle atteigne son état d'équilibre.

En réalité on doit admettre que le taux d'émission secondaire, si celle-ci est saturée, c'est-à-dire si tous les électrons secondaires éjectés s'éloignent de la surface à l'allure représentée sur la figure 1.

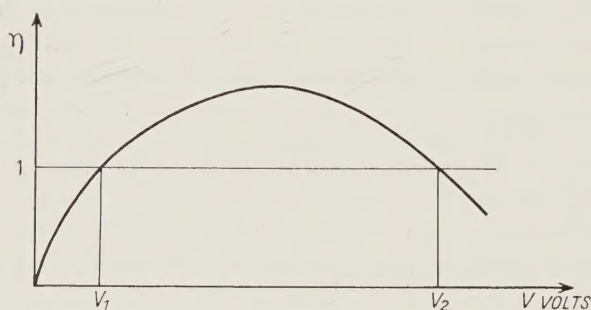


Fig. 1. — Variation du taux d'émission secondaire η en fonction de l'énergie des électrons incidents.

Le taux d'émission secondaire est nul pour une vitesse d'impact des électrons primaires de 0 V : aux vitesses presque nulles tous les électrons incidents sont pratiquement absorbés. La courbe croît avec l'énergie des électrons incidents en passant par 1 pour une énergie correspondant à un potentiel que nous appellerons V_1 , présente un maximum assez plat, puis décroît et repasse par 1 pour une énergie correspondant à un potentiel V_2 et accuse ensuite des valeurs inférieures à 1. Cette courbe est valable pour une incidence normale des électrons primaires. Pour une incidence oblique l'émission secondaire est plus grande.

Dans cette étude nous ne nous sommes d'ailleurs intéressé qu'aux domaines compris entre zéro et V_1 d'une part ($\eta < 1$) et entre V_1 et V_2 d'autre part ($\eta > 1$) sans jamais dépasser V_2 .

Nous nous proposons dans ce qui va suivre d'exa-

miner dans quelles conditions on peut déposer et retirer des charges sur une surface de diélectrique et quelles sont les limites physiques imposées aux performances des tubes électroniques dans lesquels on dépose des signaux ou des images sous forme de charges électriques sur des lames isolantes. Cette étude présente un grand intérêt en raison du développement constant de l'usage des tubes de prise de vue de télévision à accumulation (iconoscopes ou orthicons) et des tubes à mémoire destinés à recueillir des images sous forme de signaux électriques ou à modifier de telles images ou de tels signaux.

Pour simplifier le développement mathématique des problèmes qui seront examinés, on supposera que les vitesses d'éjection des électrons secondaires sont réparties uniformément entre zéro et une valeur maximum correspondant à un potentiel de U_m V. On aura donc pour la fonction de répartition définie plus haut

$$n(U_e) = \frac{\eta}{U_m},$$

La figure 2 représente la répartition approchée des vitesses d'éjection des électrons secondaires adoptée par raison de simplicité. On verra aisément

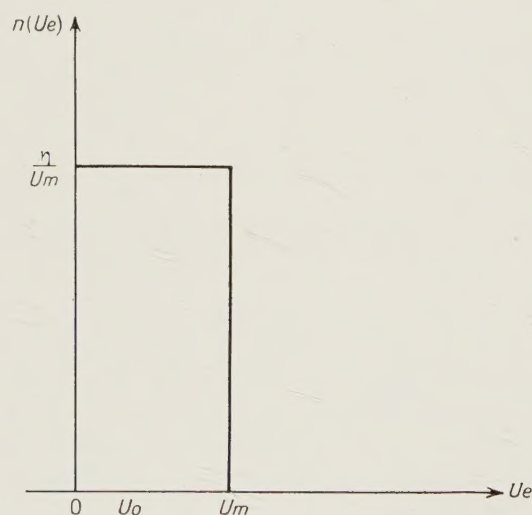


Fig. 2. — Répartition des vitesses d'éjection des électrons secondaires adoptée pour simplifier le calcul.

par la suite que cette simplification ne modifie guère les ordres de grandeur des quantités physiques que nous chercherons à calculer. Il en résulte pour le potentiel U_0 correspondant à la vitesse de partage définie pour la condition d'équilibre lorsque η est supérieur à l'unité, la relation

$$\frac{U_m}{U_m - U_0} = \eta,$$

d'où, puisque l'intégrale sur toute la surface doit être égale à η , et l'intégrale de U_0 à U_m égale à 1,

$$\frac{U_0}{U_m} = 1 - \frac{1}{\eta}$$

qui fixe U_0 dès qu'on connaît η et U_m .

1.2. Calcul du potentiel d'équilibre d'une portion d'isolant bombardée par un faisceau d'électrons de faible intensité pour quelques configurations simples. Application au taux d'accumulation des photoélectrons sur la cible d'un iconoscope à convertisseur d'image.

1.2.1. PREMIÈRE CONFIGURATION : CHARGE PONCTUELLE DÉPOSÉE SUR UNE SURFACE ISOLANTE PLANE. — *a. Distribution du potentiel dans l'espace.* — Soit un plan métallique infini recouvert d'une lame mince parfaitement isolante (fig. 3). Examinons

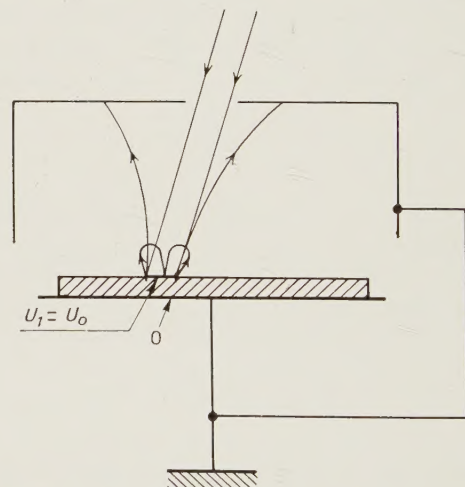


Fig. 3. — Représentation schématisée de l'expérience correspondant à la première configuration examinée, avec les trajectoires des électrons incidents et des électrons secondaires.

tout d'abord la répartition du potentiel dans le demi-espace situé au-dessus de l'isolant lorsqu'on dépose une charge Q en un point de celui-ci. Le plan métallique constitue une surface équipotentielle à laquelle on peut attribuer le potentiel zéro. Aux points où il n'y a pas de charges la surface de l'isolant a aussi sensiblement le potentiel zéro en raison de la faible épaisseur de celui-ci. On a donc affaire à une répartition de potentiel due à une charge ponctuelle placée à proximité immédiate d'un plan équipotentiel.

Une charge unique Q dans l'espace produit à une

distance r un flux d'induction électrostatique

$$D(r) = \varepsilon_0 E(r) = \frac{Q}{4\pi r^2},$$

où $\varepsilon_0 = 8,8 \cdot 10^{-14}$ A.s/V.cm est la constante diélectrique de l'espace et E le champ

$$E = - \frac{\partial U}{\partial r}.$$

On voit donc que le potentiel U s'écrit

$$U(r) = \frac{Q}{4\pi\varepsilon r}.$$

Pour qu'il y ait une surface équipotentielle plane à proximité de la charge, il faut placer en son voisinage une charge égale mais opposée. Le plan de symétrie de l'ensemble aura le potentiel zéro et l'on aura dans l'espace le potentiel d'un dipôle

$$U(r) = \frac{Q}{4\pi\varepsilon} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \frac{Q}{4\pi\varepsilon r^2} h \cos \alpha,$$

où r_1 et r_2 sont les distances des deux charges au point P où le potentiel est mesuré, h la distance des charges et α l'angle de l'axe du système avec la direction du point P. En introduisant une longueur de référence l et un potentiel de référence U_1 tel que

$$U = \frac{Qh}{4\pi\varepsilon l^2},$$

on a

$$\frac{U}{U_1} = \frac{\cos \alpha}{x^2}$$

en admettant que dans l'espace, à l'infini, le potentiel soit zéro comme sur la plaque. Dans cette expression x est une coordonnée sans dimension donnant la distance à l'origine

$$x = \frac{r}{l}.$$

La figure 4 représente cette distribution de potentiel.

Il est à remarquer que le potentiel devient infini au point où est déposée la charge, soit à l'origine. En pratique on ne déposera jamais une charge véritablement ponctuelle sur le diélectrique, mais une charge qui aura une certaine étendue. Cette charge déposée sur le condensateur formé par la lame isolante et le plan métallique portera la surface de l'isolant aux points où elle se trouve à un certain potentiel U_1 donné par

$$U_1 = \frac{Q}{C} = \frac{Qd}{\varepsilon S}, \quad U = \frac{\varepsilon S}{d},$$

où Q est la charge globale, ε la constante diélectrique de l'isolant, d son épaisseur et S la portion de surface recouverte de charges qu'on peut supposer uniformément réparties.

On voit donc que la répartition de potentiel décrite plus haut est tout indiquée pour étudier le

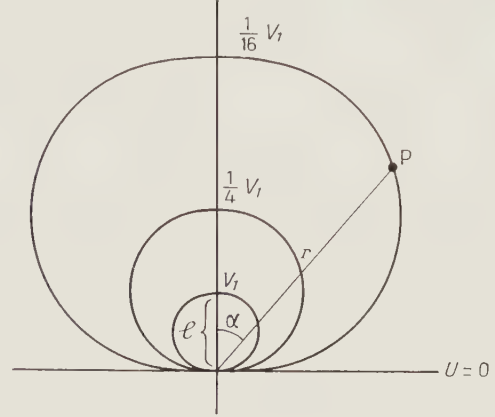


Fig. 4. — Distribution du potentiel dans l'espace au voisinage d'une charge ponctuelle disposée sur un plan de potentiel constant.

mouvement d'un électron dans le champ d'une charge déposée sur un isolant, si l'on ne s'intéresse pas d'une façon particulière à ce qui se passe à proximité immédiate de cette charge, soit à une distance de cette charge inférieure à son étendue propre. Pour l'application qui va suivre, nous nous contenterons donc d'admettre que la charge Q est répartie dans le petit volume d'extension l de la figure 1 au lieu d'être déposée à la surface de l'isolant et nous attribuerons à la surface de ce petit volume le potentiel U_1 qu'a effectivement la portion chargée de l'isolant.

b. Potentiel maximum auquel est susceptible de se charger un domaine bombardé lorsque la plaque supportant le diélectrique et le reste de l'enceinte sont au même potentiel. — On ne s'intéresse évidemment qu'au cas où le taux d'émission secondaire est supérieur à l'unité, la charge déposée sur la portion de surface bombardée étant alors positive par rapport au reste de l'isolant et à l'enceinte.

L'allure générale du mouvement sera la suivante. La charge déposée sur l'isolant étant positive, l'électron sera soumis à une force qui tendra à le ramener vers le domaine chargé d'où il est issu. Mais si son énergie cinétique est assez grande, il s'éloignera indéfiniment. L'électron, considéré isolément dans le champ de la charge positive, n'a aucune raison de retomber sur d'autres portions de la surface

de l'isolant. En effet, d'une part il est émis avec une vitesse initiale dont la direction l'en éloigne, et d'autre part les forces qui agissent sur lui tendent à l'écartier également des parties non chargées de la

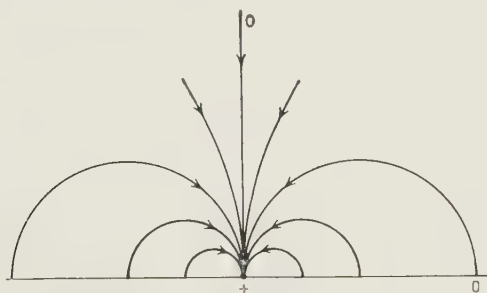


Fig. 5. — Champ de lignes de force d'un dipôle, orthogonales aux lignes équipotentielles de la figure 3.

surface de l'isolant pour le ramener vers la charge positive, ainsi que le montre le plan des lignes de force de la figure 5.

On voit donc qu'en dehors du point chargé positivement, tout l'espace environnant est au potentiel 0 , depuis le plan de l'isolant jusqu'à l'enceinte extrêmement éloignée.

La condition d'équilibre pour un isolant bombardé par des électrons primaires avec un taux d'émission secondaire supérieur à 1 , que nous avons énoncée au premier paragraphe, permet alors de dire que c'est au potentiel de partage U_0 tel qu'il a été défini dans le premier paragraphe, que se charge effectivement l'aire soumise au bombardement. En effet, considérons un électron ayant une vitesse supérieure à la vitesse de partage. Son énergie sera supérieure à $-eU_0$ et il sera capable de s'affranchir de la force de rappel de la charge positive et de s'éloigner vers l'infini, où il sera recueilli par l'enceinte. Si, au contraire, un électron a une vitesse inférieure à la vitesse de partage, il est forcé de retomber sur l'aire bombardée. On voit qu'on se trouve dans un cas où l'application de la règle énoncée au premier paragraphe est particulièrement simple, les électrons ne pouvant qu'être écartés de l'isolant ou retomber sur l'aire émissive, à l'exclusion de tout autre point de l'isolant. C'est justement au potentiel U_0 de partage que se charge alors l'aire émissive. On remarquera que, bien que l'on ait choisi l'exemple d'une source ponctuelle pour plus de simplicité, dans le cas où l'aire bombardée serait plus grande, il en serait de même, et le potentiel d'équilibre serait encore $U_1 = U_0$. Le résultat ne dépend donc pas ici des dimensions de la portion d'isolant bombardée.

c. Application à l'accumulation sur une cible d'iconoscope à convertisseur d'image des charges déposées par les photoélectrons provenant d'un point éclairé de la photocathode. — Comme l'intensité des photoélectrons est très faible, nous nous trouvons dans le cas que nous avons postulé et la répartition du potentiel à l'extérieur de l'isolant est uniquement déterminée par la charge positive au point bombardé. Il en résulte que celui-ci ne se chargera pas au-dessus de la valeur U_0 , dépendant uniquement des vitesses des électrons secondaires, indépendamment du temps de bombardement ou de tout phénomène se produisant à la lecture des charges par le faisceau d'analyse explorateur. On voit donc que le relief de charges qu'il est possible d'obtenir sur une cible d'iconoscope est déjà limité par les vitesses des électrons secondaires à la valeur CU_0 , C étant la capacité de l'élément d'aire chargée.

1.2.2. DEUXIÈME CONFIGURATION : CHARGE PONCTUELLE DÉPOSÉE SUR UNE SURFACE ISOLANTE PLANE EN PRÉSENCE D'UN CHAMP EXTÉRIEUR. — a. Distribution du potentiel dans l'espace. — A la répartition de potentiel de la première configuration qu'on peut écrire sur l'axe normal à la surface

$$U(z) = U_1 \frac{l^2}{z^2}$$

en appelant z la coordonnée selon cet axe, il faut ajouter maintenant un terme Ez , E étant le champ électrique en grandeur absolue régnant sur la surface loin de la charge. On a donc

$$U(z) = Ez + U_1 \frac{l^2}{z^2}, \quad \text{avec } E > 0, U_1 > 0$$

pour les valeurs du potentiel sur l'axe. Pour l'allure du potentiel dans les autres points de l'espace, on peut se reporter à la figure 6, qui représente les

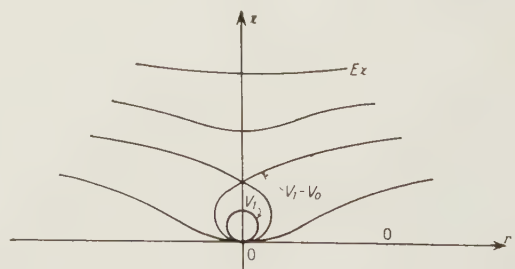


Fig. 6. — Potentiel au voisinage d'un dipôle en présence d'un champ homogène.

lignes équipotentielles dans un plan méridien de la configuration. Près du dipôle, le potentiel dû à celui-ci prédomine, loin du dipôle on retrouve Ez .

Le champ dû au dipôle décroît quand on s'en éloigne et est contrarié par le champ E qui est constant, de sorte que le champ s'annule à quelque distance de l'origine. On calcule que c'est pour

$$\frac{\partial U}{\partial z} = E - \frac{2l^2}{z^3} U_1 = 0 \quad \text{et} \quad z(U_{\min}) = l \sqrt[3]{\frac{2U_1}{El}}.$$

En reportant cette valeur dans l'expression du potentiel, on trouve que celui-ci a pour valeur minimum.

$$U_{\min} = 3 U_1 \left(\frac{El}{2U_1} \right)^{\frac{2}{3}}.$$

b. Potentiel d'équilibre auquel est susceptible de se charger le diélectrique. — La règle suivant laquelle il faut que pour l'équilibre il y ait possibilité de fuite pour tous les électrons secondaires animés d'une vitesse d'éjection supérieure à la vitesse de partage correspondant à U_0 permet de dire que l'isolant ne se chargera pas à un potentiel supérieur à $U_{\min} + U_0$. On a donc

$$U_1 = U_{\min} + U_0 = 3 \left(\frac{El}{2} \right)^{\frac{2}{3}} U_1^{\frac{1}{3}} + U_0,$$

soit une équation du troisième degré en $U_1^{\frac{1}{3}}$ donnant U_1 en fonction de U_0 et de El , l étant l'extension de la charge définie au paragraphe précédent.

Pour des grandes valeurs de El par rapport à U_0 , on aurait à la limite l'expression simplifiée

$$\lim_{El \gg U_0} U_1 = \frac{3\sqrt[3]{3}}{2} El.$$

c. Application aux tubes à images. — On voit qu'en présence d'un champ on peut, dans certaines conditions, charger la surface à un potentiel supérieur à U_0 . On voit encore que le potentiel atteint par la portion chargée est toutefois limité à une valeur de l'ordre de El , produit du champ par l'extension de l'aire bombardée. Cette limitation physique fondamentale est valable pour tous les tubes à accumulation de charge. Pour mieux délimiter la condition nous allons maintenant étudier, au lieu d'une charge quasi ponctuelle, le cas où l'aire bombardée sur l'isolant est un cercle d'un certain diamètre.

1.2.3. TROISIÈME CONFIGURATION : CHARGE DÉPOSÉE SUR UNE AIRE CIRCULAIRE D'UNE SURFACE PLANE D'ISOLANT EN PRÉSENCE D'UN CHAMP HOMOGENE. — *a. Distribution du potentiel dans l'espace.* — Nous allons tout d'abord chercher la distribution de potentiel due à un disque infiniment mince de

potentiel donné posé sur un plan de potentiel 0 en l'absence du champ homogène que nous ajouterons après. Cette configuration et le tracé approché des lignes équipotentiellles sont représentés sur la figure 7.

La représentation analytique d'un tel champ est possible, et relativement simple, en raison du fait que les lignes de force du champ électrique auquel

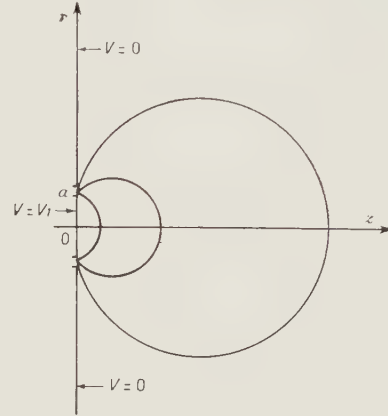


Fig. 7. — Disque chargé, posé sur un plan, représentation des équipotentiellles dans un plan méridien.

nous nous intéressons sont identiques aux lignes de force du champ magnétique engendré par un courant circulaire de même rayon a que le disque. On peut calculer par la loi de Laplace-Biot-Lavart la différentielle dH du champ produit par un élément de longueur dl parcouru par un courant d'intensité $\mathcal{I}$ à une distance R . On a

$$dH = \mathcal{I} \frac{d\vec{l} \wedge \vec{R}}{4\pi R^3}$$

en unités pratiques électromagnétiques, le champ s'exprimant en ampères par mètre ou ampères par centimètre selon les unités choisies pour les longueurs. Le signe $\wedge$ au numérateur indique le produit vectoriel des quantités $d\vec{l}$ et $\vec{R}$, $d\vec{l}$ étant pris positif dans le sens parcouru par le courant et $\vec{R}$ de l'élément de courant vers le point considéré. Il nous suffira de considérer les points de l'axe de symétrie z de la configuration. Pour ces points on aura

$$dH = \frac{\mathcal{I} dl}{4\pi R^2},$$

l'angle des vecteurs $d\vec{l}$ et $\vec{R}$ étant droit comme le montre la figure 8.

Pour obtenir la composante axiale dH_z de ce champ élémentaire il faut multiplier dH par le sinus de l'angle φ formé par l'axe et le rayon vecteur,

qui est $\frac{a}{R}$, et l'on aura

$$dH_z = dH \sin \varphi = dH \frac{a}{R}.$$

Lorsqu'on intègre pour tous les éléments de courant, il suffit de remplacer $d\ell$ par $2\pi a$ et l'on obtient

$$H_z = \frac{J}{2} \frac{a^2}{R^3} = \frac{J}{2} \frac{a^2}{(a^2 + R^2)^{3/2}}$$

qui est identique à un facteur constant C près à

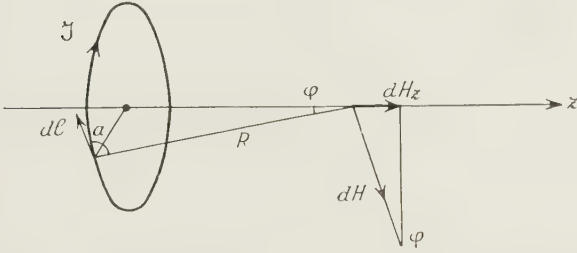


Fig. 8. — Champ magnétique élémentaire engendré par une portion d'un courant circulaire en un point de l'axe de celui-ci.

l'intensité du champ électrique sur l'axe de notre configuration

$$E_z = - \frac{\partial U}{\partial z} \quad E = C \frac{1}{(1 + x^2)^{3/2}},$$

où nous avons introduit pour raison de simplicité la quantité sans dimension physique

$$x = \frac{z}{a}.$$

On en tire le potentiel par intégration

$$U(x) = - aC \int_x^\infty \frac{dx}{(1 + x^2)^{3/2}}$$

puisque le potentiel doit être nul à l'infini. On déterminera plus tard la constante C en écrivant que pour $x = 0$ le potentiel doit être égal au potentiel du disque, que nous appellerons U_1 comme précédemment. L'intégration de la relation précédente s'effectue plus simplement au moyen de la substitution classique

$$u = x + \sqrt{1 + x^2}, \quad x = \frac{u^2 - 1}{2u}, \quad dx = \frac{u^2 + 1}{2u^2} du$$

qui donne

$$U(u) = - 2aC \int_u^\infty \frac{du^2}{(u^2 + 1)^2} = \left[\frac{2aC}{u^2 + 1} \right]_u^\infty = - \frac{2aC}{u^2 + 1}.$$

Sur le disque ($x = 0$) on a

$$u = 1, \quad U = U_1, \quad C = - \frac{U_1}{a} = E(z = 0).$$

La constante étant ainsi déterminée, on voit que le champ électrique au centre du disque est égal au quotient de U_1 par le rayon a du disque.

Maintenant nous pouvons superposer un champ homogène au champ dû au disque pour nous trouver dans le cas de la configuration que nous cherchions à analyser.

Soit E ce champ. Nous avons désormais le long de l'axe pour notre potentiel définitif U la relation

$$- \frac{\partial U}{\partial z} = E - \frac{U_1}{a} \left(1 + \frac{z^2}{a^2} \right)^{-3/2}.$$

On voit que le minimum du potentiel se trouve à l'abscisse donnée par la relation

$$z(U_{\min}) = a \sqrt{\left(\frac{U_1}{aE} \right)^{2/3} - 1}.$$

Cette expression est réelle pour des champs E relativement faibles. Elle s'annule pour

$$U_1 = aE.$$

Pour une valeur de E encore plus grande, l'expression de $z(U_{\min})$ devient imaginaire et n'est plus à considérer; c'est alors le champ superposé qui prédominerait par rapport au champ dû au disque.

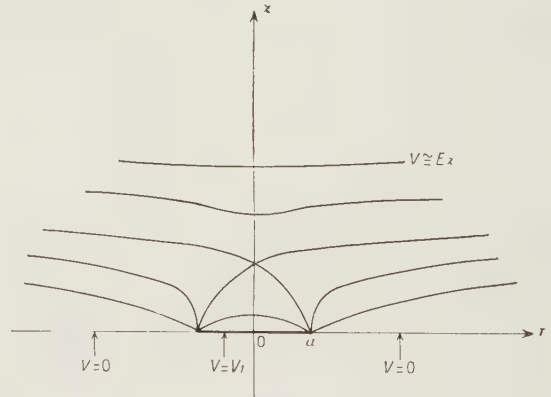


Fig. 9. — Potentiel dû à un disque chargé posé sur un plan en présence d'un champ homogène vu dans un plan de symétrie quelconque passant par l'axe de symétrie.

La figure 9 représente la distribution du potentiel dans un plan passant par l'axe de symétrie.

b. Potentiel d'équilibre auquel est susceptible de se charger le diélectrique. — La règle que nous devons appliquer est naturellement toujours celle d'après laquelle l'aire bombardée se charge à un potentiel supérieur de U_0 au potentiel minimum par où les électrons secondaires doivent passer pour s'échapper.

On pourrait le calculer exactement avec les formules que nous avons développées, en introduisant la valeur $z(U_{\min})$ de l'abscisse pour laquelle le potentiel U est minimum dans l'expression de celui-ci, puis en ajoutant U_0 et en égalant à U_1 pour établir une relation donnant U_1 comme nous l'avons fait précédemment pour la charge ponctuelle. Mais nous nous contenterons d'indiquer une expression valable à la limite pour de grands champs extracteurs E , tels que le potentiel U_0 correspondant à la vitesse de partage des électrons secondaires, soit assez petit par rapport à la quantité Ea , produit du champ extracteur par le rayon du disque. Dans ce cas on peut admettre que comme U_0 est petit devant Ea , on se rapproche du cas où le minimum du potentiel se trouve à l'origine $z = 0$, de sorte qu'on a

$$\lim_{U_0 \ll Ea} U_1 = Ea.$$

a. Application aux tubes. — L'expression ci-dessus donne un renseignement très important. C'est la limite supérieure à laquelle on peut charger une aire isolée par émission secondaire lorsque le collecteur des électrons secondaires se trouve à un potentiel notablement plus élevé que celui où est maintenue la cible isolante (ou que le plateau supportant celle-ci soit relié à une polarisation très négative par rapport au reste du tube). Le dessin de la figure 10

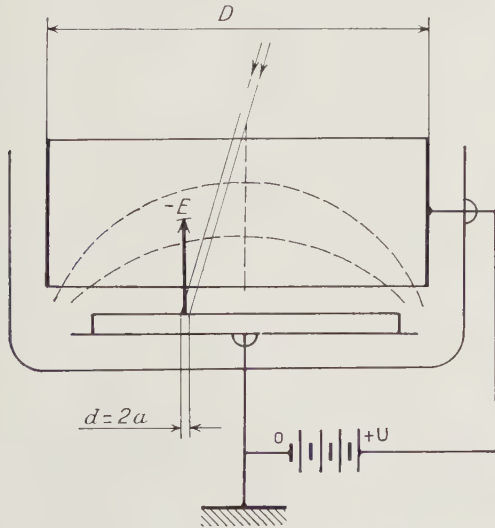


Fig. 10. — Charge d'un isolant par un pinceau étroit d'électrons, en présence d'un collecteur situé à une distance relativement grande et maintenu à un potentiel notablement plus positif.

fera mieux comprendre l'application et représente par exemple la cible d'un iconoscope et son anneau collecteur.

Supposons qu'un pinceau étroit d'électrons issus par exemple d'un point éclairé de la photocathode vienne charger une petite aire de diamètre $d = 2a$ de la cible isolante. Nous allons calculer l'ordre de grandeur de l'intensité du champ électrique d'extraction qui est à peu près homogène au voisinage de la cible et dont les lignes d'action sont légèrement esquissées sur la figure 9, ainsi que les équipotentielles auxquelles elles sont perpendiculaires. On peut dire, D étant le diamètre du collecteur et U le potentiel auquel il est maintenu par rapport à la plaque supportant l'isolant, que l'ordre de grandeur du champ électrique vers le centre de la cible sera sensiblement voisin de

$$E \cong \frac{2U}{D} \text{ V/cm.}$$

En effet une surface équipotentielle dont le potentiel est très voisin de U a la forme d'une demi-sphère admettant la cible pour plan équatorial. Le potentiel U_1 auquel se chargera l'aire bombardée d'un diamètre $d = 2a$ sera, d'après la conclusion du sous-paragraphe précédent, voisin de

$$U_1 = aE = \frac{2a}{D} U,$$

de sorte qu'on trouve

$$\frac{U_1}{U} = \frac{d}{D}.$$

Le rapport de la tension à laquelle se charge le diélectrique à la tension du collecteur est égal grossièrement au rapport des diamètres du faisceau et du collecteur. C'est une erreur, souvent effectuée, que de croire qu'un isolant bombardé se charge au potentiel du collecteur augmenté des quelques volts correspondant à la vitesse de partage pour l'équilibre des électrons secondaires. En réalité, si l'aire bombardée est petite et l'éloignement du collecteur grand, ce sont les parties avoisinantes de la cible qui jouent pour les électrons secondaires le rôle de collecteur et empêchent l'aire bombardée d'élever son potentiel. C'est pour cette raison qu'une polarisation de la cible dans l'iconoscope n'amène guère d'amélioration notable dans l'accumulation. Une telle polarisation, réalisée, soit au moyen d'une tension continue appliquée à la plaque, soit au moyen d'un bombardement est d'ailleurs illusoire au point de vue de l'accumulation, en raison du fait, qu'au bout d'un certain temps sous l'action du faisceau d'analyse le potentiel de l'aire de l'image balayée s'accroît brusquement jusqu'au voisinage du potentiel du collecteur, et qu'il n'y a bientôt

plus de gradient à la surface de la cible pour améliorer l'accumulation, d'un facteur qui n'est d'ailleurs que de l'ordre de $\frac{d}{D}$ si l'on exige une bonne définition.

Le rôle de la charge d'espace due aux électrons secondaires du faisceau d'exploration dans un tel système sera d'ailleurs examiné très en détail dans un des paragraphes suivants.

Nous allons encore examiner quel est le potentiel d'équilibre dans le cas où l'aire bombardée a la forme d'une ligne d'une certaine largeur en présence d'un champ homogène, et dans le cas où elle a la forme d'une ligne analogue en présence d'un champ créé par une surface équipotentielle plane maintenue au voisinage immédiat du diélectrique. Ce cas peut être réalisé à l'aide d'un grillage métallique fin. Ces considérations nous seront utiles dans l'étude des limitations physiques de certains tubes à image ou à mémoire dont il sera question par la suite.

1.2.4. QUATRIÈME CONFIGURATION : LA CHARGE EST DÉPOSÉE SUR UNE AIRE D'UNE SURFACE ISOLANTE PLANE AYANT LA FORME D'UNE PISTE DROITE D'UNE CERTAINE LARGEUR, EN PRÉSENCE D'UN CHAMP HOMOGENÈ D'EXTRACTION. — *a. Distribution du potentiel dans l'espace.* — Considérons d'abord le potentiel dû à la ligne chargée, prise comme l'abscisse du champ homogène. Il peut être obtenu par superposition de deux potentiels dus à deux demi-plans chargés adjacents, ainsi que le représente la figure 11.

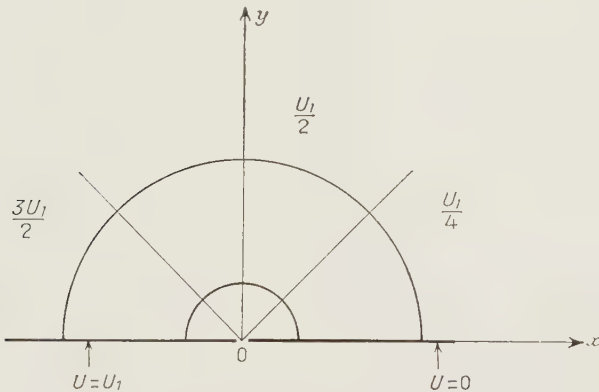


Fig. 11. — Potentiel entre deux demi-plans chargés adjacents.

Les surfaces équipotentielles sont des plans passant par l'arête commune, dont les potentiels croissent comme les angles faits avec le demi-plan choisi pour origine des potentiels. Les lignes de force dans des plans perpendiculaires à l'arête commune sont des cercles centrés sur celle-ci.

L'expression analytique d'une telle répartition de potentiel au moyen des fonctions complexes

conjuguées u et v s'écrit en fonction de la variable complexe z et des coordonnées polaires r, φ

$$z = x + iy = r e^{i\varphi}, \quad i^2 = -1$$

de la façon suivante

$$u + jv = \frac{U_1}{\pi} \log z.$$

En effet, il vient pour la partie imaginaire

$$v = \frac{U_1}{\pi} \varphi; \quad v = 0, \quad \varphi = 0; \quad v = U_1, \quad \varphi = \pi$$

et pour la partie réelle

$$u = \frac{U_1}{\pi} \log r.$$

On voit donc que v est la fonction potentiel et que u représente l'ensemble des lignes de force.

Il est maintenant possible de représenter une bande d'une largeur d à un potentiel U_1 se trouvant dans un plan dont le reste est au potentiel 0 en superposant deux répartitions I et II de ce genre,

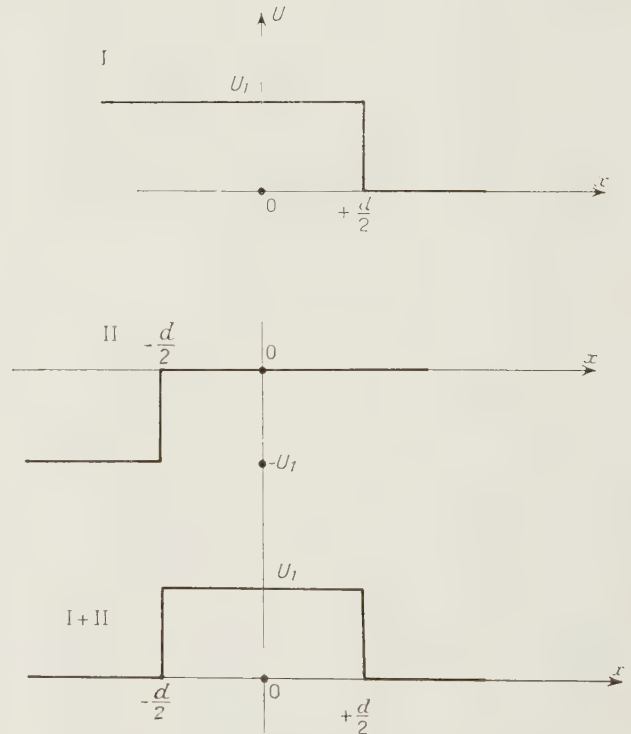


Fig. 12. — Superposition de potentiels connus pour obtenir la bande chargée.

comme le représente la figure 12. Celle-ci indique comment sont répartis dans le plan $y = 0$ les potentiels qu'on superpose pour obtenir la répartition III.

L'expression analytique de la superposition est

$$u + jv = \frac{U_1}{\pi} \left[\log \left(z - \frac{d}{2} \right) - \log \left(z + \frac{d}{2} \right) \right]$$

dont on évalue la partie imaginaire

$$\begin{aligned} v &= \frac{U_1}{\pi} \Im \left[\log \left(x - \frac{d}{2} + iy \right) - \log \left(x + \frac{d}{2} + iy \right) \right] \\ &= \frac{U_1}{\pi} \left(\operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{y}{x - \frac{d}{2}} - \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{y}{x + \frac{d}{2}} \right). \end{aligned}$$

Sur la partie qui nous intéresse, soit le plan de symétrie $x = 0$ de la configuration, cette expression se réduit à

$$v_{x=0} = \frac{U_1}{\pi} \left(\pi - 2 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{2y}{d} \right),$$

car la tangente du premier arc étant négative il convient d'ajouter π et d'en soustraire l'arc dont la tangente est désormais prise en valeur absolue. La fonction que nous venons d'écrire est la valeur du potentiel dans le plan de symétrie en fonction de y seul. On voit que les équipotentielles dans un plan perpendiculaire aux limites de la bande sont les segments d'arc capable d'où l'on voit la largeur de la bande sous le même angle qui se retrouve exactement dans l'expression du potentiel. La figure 13 représente cette distribution.

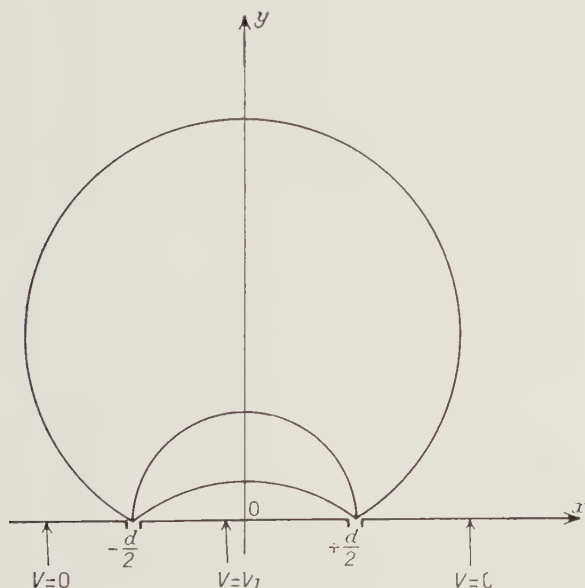


Fig. 13. — Potentiel dû à une bande chargée posée sur un plan.

Nous pouvons alors superposer un champ homogène au champ dû à la bande se trouvant au potentiel U_1 pour nous trouver dans le cas de la configuration avec champ homogène qui nous intéresse. On aura pour le potentiel dans le plan de symétrie

$$U = Ey + v_{x=0},$$

E étant le champ électrique en valeur absolue.

C'est un potentiel qui présente un minimum si les deux champs se contrarient. On l'obtient par l'équation

$$-\frac{\partial U}{\partial y} = -E + \frac{4U_1}{\pi d} \frac{1}{1 + \left(\frac{2y}{d} \right)^2} = 0$$

qui donne pour l'ordonnée du minimum

$$\left(\frac{2y}{d} \right)_{v_{\min}} = \sqrt{\frac{4U_1}{\pi dE} - 1}.$$

On voit qu'il n'y aura un minimum que si le champ est inférieur en valeur absolue à

$$E_{\lim} = \frac{4U_1}{\pi d}.$$

La répartition du potentiel dans le cas où il existe un minimum est donnée par la figure 14.

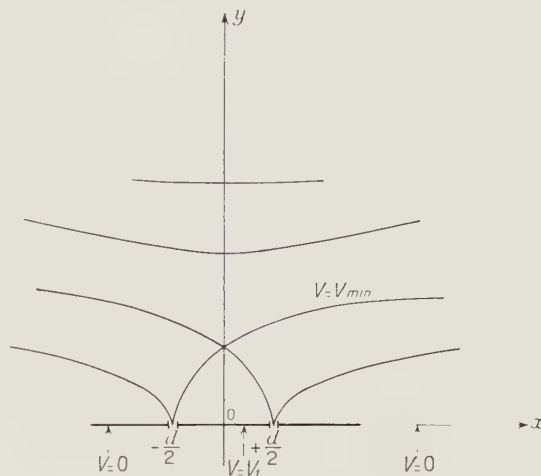


Fig. 14. — Potentiel dû à une bande chargée posée sur un plan en présence d'un champ homogène, vu dans un plan perpendiculaire à la direction de la bande.

b. Potentiel d'équilibre auquel est susceptible de se charger une bande par émission secondaire si elle est bombardée. — La condition que nous devons observer est, comme précédemment, qu'il existe la différence

$$U_1 - U_{\min} = U_0$$

afin que tous les électrons secondaires émis avec une vitesse initiale supérieure à la vitesse de partage puissent s'éloigner.

Pour l'application qui nous intéresse, nous considérons des champs d'extraction forts, afin de déterminer la limite supérieure possible au point de vue de la charge.

On peut admettre que dans ce cas, le domaine

chargé sera porté à un potentiel U_1 relativement grand par rapport à U_0 et que la différence $U_1 - U_m = U_0$ ne constitue qu'une faible partie de U_1 . Cela signifie que nous nous trouvons pratiquement près du cas limite où il y a encore un minimum et qui a été défini précédemment par la relation

$$U_1 = \frac{\pi}{4} E d.$$

Nous allons maintenant étudier une cinquième configuration, analogue à celle-ci, mais caractérisée par la présence d'une surface équipotentielle plane à proximité immédiate de l'isolant et qui peut être réalisée, par exemple, par un grillage à mailles fines. Cette étude présente un intérêt pratique en raison des applications aux tubes à grillage que nous étudierons plus loin, mais également un intérêt théorique car elle fait intervenir de nouveaux paramètres pour l'état de charge de l'isolant, en l'occurrence la distance du collecteur et son potentiel, à la place du champ d'extraction E , ce qui permet d'approcher la réalité de plus près.

1.2.5. CINQUIÈME CONFIGURATION : BANDE CHARGÉE DÉPOSÉE SUR UN PLAN EN PRÉSENCE D'UNE SURFACE ÉQUIPOTENTIELLE PLANE ET PARALLÈLE À L'ISOLANT SITUÉE À PROXIMITÉ IMMÉDIATE DE CELUI-CI ET PORTÉE À UN POTENTIEL ÉLEVÉ. — *a. Distribution du potentiel dans l'espace.* — Nous allons tout d'abord déterminer le potentiel dans le cas où le plan équipotentiel supérieur a le potentiel 0, soit celui de la portion non chargée de l'isolant. Nous devons donc étudier tout d'abord la distribution du potentiel représentée sur la figure 15.

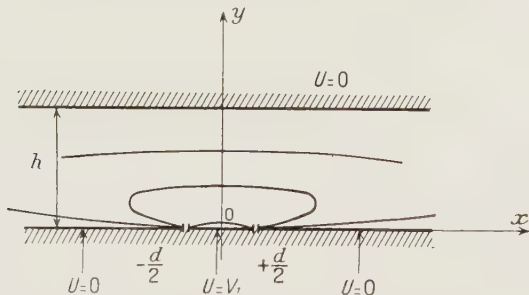


Fig. 15. — Potentiel dû à une bande chargée posée sur un plan équipotentiel face à un plan parallèle au même potentiel.

Il nous suffira ensuite d'ajouter le champ homogène obtenu lorsqu'on porte à un potentiel U_2 le plan supérieur.

Pour déterminer la fonction de distribution du potentiel dans la disposition de la figure 15, il

convient de trouver la représentation conforme du domaine situé entre les droites parallèles, $y = 0$ et $y = h$ de cette figure sur un demi-plan. Le théorème de Schwarz de la théorie des fonctions analytiques pour la représentation de l'aire sise à l'intérieur d'un contour polygonal sur le demi-plan supérieur du plan image donne pour notre cas de la tranche horizontale $0 < y < h$ la relation

$$dz = C \frac{dZ}{Z},$$

car l'angle entre les deux côtés du contour polygonal considéré qui est ici constitué par les deux droites $y = 0$ et $y = h$ est π . De plus nous avons choisi la fonction pour que l'image du point $x = \infty$ qui est considéré comme le point de croisement vienne en $Z = 0$.

C est ici une constante à déterminer par les conditions aux limites, Z et z étant les variables complexes dans les plans image et objet, soit

$$Z = 1 + iY = r e^{i\psi}, \quad z = x + iy.$$

La droite $y = h$ est ainsi représentée sur la partie négative de l'axe X , la droite $y = 0$ sur la partie positive de cet axe et les points $0 < y < h$ se trouvent représentés dans le demi-plan supérieur de l'espace image Z . Pour déterminer la constante C on intègre dz dans le plan objet entre 0 et ih pour une grande valeur négative de x , ce qui conduit à intégrer le long d'un demi-cercle contournant le point 0 dans le plan image. Il vient

$$\lim_{x \rightarrow -\infty} \int_0^{ih} dz = C \lim_{r \rightarrow 0} \int_0^{\pi} \frac{d\Gamma e^{i\psi}}{\Gamma e^{i\psi}} = ih = \pi i C;$$

$$C = \frac{h}{\pi}.$$

On aura donc pour la représentation conforme de la bande $0 < y < h$ sur le demi-plan supérieur $Y > 0$ la relation

$$\frac{\pi}{h} z = \log Z, \quad Z = e^{\frac{\pi z}{h}}.$$

On voit en particulier que les droites verticales $x = \text{const.}$ sont transformées en demi-cercles concentriques de rayon $e^{\frac{\pi x}{h}}$, et que la portion de l'axe $x = 0$ comprise entre $y = 0$ et $y = h$ donne le demi-cercle de rayon 1. Les extrémités $\pm \frac{d}{2}$ du domaine chargé par les électrons sont transformées en deux points

$$X_1 = e^{-\frac{\pi d}{2h}}, \quad X_2 = e^{\frac{\pi d}{2h}}.$$

(égalité des champs)

$$E = \frac{U_1}{h} \frac{\operatorname{sh} \frac{\pi d}{2h}}{\operatorname{ch} \frac{\pi d}{2h} - \cos \frac{\pi U_1}{h}}$$

doit être réalisée pour des valeurs de y voisines de 0. On a donc

$$U_1 = Eh \frac{\operatorname{ch} \frac{\pi d}{2h} - 1}{\operatorname{sh} \frac{\pi d}{2h}},$$

Eh étant égal à U_2 par définition. On voit de quelle nature est la relation liant U_1 à U_2 . Pour des largeurs d de bande grandes par rapport à la distance h du collecteur, l'expression trigonométrique prend des valeurs voisines de 1 et l'isolant se charge au potentiel U_2 . Pour des valeurs de d plus petites, mais toujours dans le cas de potentiels considérables par rapport à U_0 on peut développer pour de petits arcs et l'on trouve à la limite

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{\pi}{4} \frac{d}{h},$$

soit une relation approchée qui montre la manière dont décroît U_1 lorsque d devient plus petit que h .

Pour $d = h$ on aurait en utilisant la formule exacte, le rapport de tensions :

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{2}{3}.$$

1.2.6. SIXIÈME CONFIGURATION : CHARGE POSITIVE ENTOURÉE D'UNE CEINTURE DE CHARGES NÉGATIVES. — Lorsque la densité des électrons primaires est forte, celle des électrons secondaires l'est également. Comme ceux-ci sortent avec des vitesses de quelques volts, ils peuvent constituer une charge d'espace au-dessus du domaine bombardé, qui est parfois importante. Il est à remarquer que la contribution des électrons primaires à cette charge d'espace sera toujours négligeable, car les électrons primaires destinés à donner lieu à une émission secondaire de taux supérieur à 1 ont toujours des vitesses très supérieures aux vitesses d'éjection des électrons secondaires. Lorsqu'il y a un nuage d'électrons au-dessus d'un domaine émettant des électrons secondaires, il y a une diminution de potentiel devant ce domaine, qui a pour effet de réfléchir les électrons les plus lents vers l'isolant, où ils peuvent tomber aux alentours de la zone bombardée et former une ceinture de charges négatives. Cet effet est appelé improprement redistribution des électrons secondaires et a lieu dans

tous les tubes si la densité du courant de bombardement dépasse une certaine valeur, dépendant de la configuration utilisée.

Ce phénomène est extrêmement important et constitue une limitation physique essentielle de tous les tubes à accumulation sans grillage. Pour donner une idée de ce qui se produit dans ce cas, on peut étudier tout d'abord simplement la distribution du potentiel dans l'espace, lorsque l'isolant présente une portion chargée positivement, entourée d'une zone où le potentiel est négatif, l'isolant étant supposé au potentiel 0 en dehors de cette zone jusqu'à l'infini. Naturellement, on supposera qu'il n'y a pas momentanément de courant de bombardement important, c'est-à-dire de nuage sensible d'électrons dans l'espace, en se réservant d'étudier plus tard la modification apportée à l'allure du potentiel par une telle présence.

Un exemple représentatif est déjà fourni par la superposition des cas les plus simples que nous avons étudiés, par exemple celui d'une charge positive quasi ponctuelle et celui d'un disque uniformément chargé, naturellement concentrique, mais porté à un potentiel négatif, le reste de plan de l'isolant pouvant être supposé au potentiel 0. Nous référant aux première et troisième configurations nous pouvons écrire, pour l'intensité du champ électrique résultant sur l'axe,

$$-\frac{dU}{dz} = -\frac{U_1}{z^2} + \frac{U_2}{a} \left(1 + \frac{z^2}{a^2}\right)^{-\frac{3}{2}},$$

U_1 , étant le potentiel positif de la sphérule d'extension l ;

U_2 , le potentiel du disque négatif et a son rayon.

L'allure des lignes équipotentiellles dans un plan de symétrie de ce système de révolution est par ailleurs représentée sur la figure 18.

Un premier effet de la ceinture négative est de créer un terme positif dans l'expression du champ électrique, le reste du plan étant au potentiel 0 par rapport à ce disque, c'est-à-dire à un potentiel supérieur. Le disque crée donc un champ extracteur, qui sera utilisé par les électrons pour s'éloigner et qui éloignera la charge d'espace.

Un autre effet de la ceinture négative, effet qui est d'ailleurs lié à la présence du champ extracteur, est d'introduire un minimum de potentiel à proximité de la sphérule émissive, de sorte que le parcours des électrons secondaires est fortement réduit par rapport au cas de la première configuration, où ces électrons pouvaient aller à la limite infiniment loin avant de retomber sur la partie chargée positivement de l'isolant. Ainsi le temps de trajet et, en consé-

quence, la charge d'espace sont diminués, ce qui explique qu'un état d'équilibre peut toujours être atteint en cours de bombardement, quelle que soit

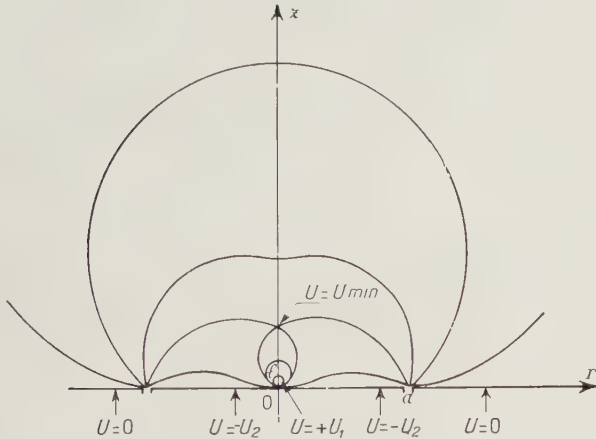


Fig. 18. — Potentiel d'une charge positive quasi ponctuelle posée sur un disque chargé négativement, lui-même posé sur un plan au potentiel 0.

la densité du faisceau primaire. Il est déjà intéressant de se faire une idée du potentiel auquel se charge l'aire dans cette configuration, en l'absence de charge d'espace. On a vu que le champ extracteur au centre du disque avait la valeur $\frac{U_2}{a}$. U_2 étant le potentiel du disque par rapport à l'entourage et a son rayon. Une petite aire bombardée de rayon b au centre de ce disque se chargera donc par rapport à celui-ci d'après les conclusions du paragraphe traitant la troisième configuration à une valeur $\frac{U_2}{a} b$. On aura donc, par rapport à l'infini

$$\lim_{b \ll a, U_2 \gg U_0} V_1 = -V_2 + V_2 \frac{b}{a},$$

cette relation étant valable pour une section de faisceau petite par rapport au diamètre du disque négatif, et des potentiels de celui-ci notablement supérieurs au potentiel d'éjection des électrons secondaires. On voit que, b étant petit devant a , le potentiel de l'aire bombardée se différencie à peine de celui du reste du disque de charges négatives.

1.3. Trajectoires exactes des électrons secondaires émis en gerbe par une aire quasi ponctuelle à son potentiel d'équilibre. Effet de redistribution des électrons secondaires en l'absence de charge d'espace dans un iconoscope lors du passage du faisceau d'exploration.

Il est intéressant de calculer les éléments exacts

des trajectoires des électrons secondaires, car le calcul nous permettra de savoir où se dirigent ces électrons, ainsi que de connaître le temps de transit des électrons secondaires vers le collecteur.

Après avoir calculé la perte de définition par redistribution des électrons secondaires dans l'iconoscope lors de l'analyse par un faisceau d'exploration de faible intensité, nous calculerons la charge globale formée par les électrons secondaires se trouvant à un moment donné entre l'isolant et la collecteur.

1.3.1. ÉLÉMENTS EXACTS DES TRAJECTOIRES DES ÉLECTRONS SECONDAIRES ÉMIS PAR UN POINT CHARGÉ POSITIVEMENT POSÉ SUR UN PLAN DE POTENTIEL 0. — Nous avons donc tout d'abord à nous occuper du mouvement des électrons secondaires dans le champ potentiel de la première configuration étudiée au paragraphe précédent, ce qui revient à étudier le mouvement d'un point matériel dans le champ d'un dipôle. On supposera que la charge déposée sur l'isolant est positive, de sorte que

$$U_1 = 0$$

et l'on se propose d'étudier le mouvement d'un électron quittant le point chargé positivement avec une vitesse donnée. Nous appellerons comme précédemment U_e le potentiel correspondant à la vitesse d'éjection. Pour un électron se trouvant dans l'espace, l'énergie cinétique T s'écrira, en coordonnées polaires α et r ,

$$T = \frac{1}{2} m (r'^2 + x'^2 r^2) = \frac{1}{2} m l^2 x^2 \left(\frac{x'^2}{x^2} + x'^2 \right),$$

les points placés sur les lettres indiquant une dérivation par rapport au temps. La lettre l représente l'extension selon l'axe de la sphérule au potentiel U_1 et x la coordonnée radiale sans dimension égale à $\frac{r}{l}$, comme dans le paragraphe précédent. L'énergie potentielle de l'électron en chaque point de l'espace est égale à la valeur du potentiel en ce point multipliée par la charge de l'électron

$$V = e U = e U_1 \frac{\cos \alpha}{x^2},$$

où e est la charge de l'électron ($e = -1,6 \cdot 10^{-19}$ As).

L'énergie cinétique T est positive, l'énergie potentielle V négative car U_1 est positif et qu'il s'agit d'une charge négative.

L'allure générale du mouvement sera la suivante : La charge déposée sur l'isolant étant positive, l'électron sera soumis à une force qui tendra à le ramener vers le domaine chargé. Mais si son énergie cinétique est assez grande, il s'éloignera indéfi-

niment. La condition suffisante pour cela est que

$$U_e = U_1$$

puisque U_1 représente le potentiel de rappel. Si U_0 désigne le potentiel correspondant à la vitesse de partage des électrons secondaires, dépendant du taux d'émission secondaire, on voit que c'est effectivement au potentiel

$$U_1 = U_0$$

que se charge l'isolant pour qu'il y ait équilibre. Nous supposons que c'est bien à U_0 qu'est chargé l'isolant et continuerons le calcul avec U_0 .

Il est pratique de considérer une nouvelle variable ρ définie par

$$x = e^\rho = \frac{r}{l},$$

où e représente la base des logarithmes naturels. Comme cette lettre sera toujours affectée d'un exposant, il ne saurait y avoir confusion avec la charge de l'électron.

Les énergies cinétique et potentielle exprimées à l'aide de cette nouvelle variable ρ et de α deviennent

$$T = \frac{1}{2} m l^2 e^{2\rho} (\dot{\rho}^2 + \dot{\alpha}^2),$$

$$V = \frac{1}{m l^2 e^{2\rho}} m l^2 e U_0 \cos \alpha.$$

L'équation de Lagrange pour la coordonnée ρ donne

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{\rho}} \right) - \frac{\partial T}{\partial \rho} = - \frac{\partial V}{\partial \rho},$$

soit

$$\frac{d}{dt} m l^2 e^{2\rho} \dot{\rho} - 2 T = 2 V.$$

En multipliant par $2 m l^2 e^{2\rho} \dot{\rho}$, il vient

$$\frac{d}{dt} (m l^2 e^{2\rho} \dot{\rho}^2) = 2 (T + V) \frac{d}{dt} m l^2 e^{2\rho}$$

et, par intégration,

$$\frac{1}{2} (m l^2 e^{2\rho} \dot{\rho}^2)^2 = (T + V) m l^2 e^{2\rho} + C_1.$$

De même, pour la coordonnée α de l'équation de Lagrange on aura

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{\alpha}} \right) - \frac{\partial T}{\partial \alpha} = - \frac{\partial V}{\partial \alpha},$$

d'où

$$\frac{d}{dt} m l^2 e^{2\rho} \dot{\alpha} = \frac{1}{m l^2 e^{2\rho}} m l^2 e U_0 \sin \alpha.$$

Nous multiplions par $2 m l^2 e^{2\rho} \dot{\alpha}$ et obtenons

$$\frac{d}{dt} (m l^2 e^{2\rho} \dot{\alpha}^2) = 2 m l^2 e U_0 \sin \alpha \cdot \dot{\alpha}$$

ou, en intégrant,

$$\frac{1}{2} (m l^2 e^{2\rho} \dot{\alpha}^2)^2 = - m l^2 e U_0 \cos \alpha + C_2.$$

En additionnant les deux équations on trouve

$$m l^2 e^{2\rho} T = m l^2 e^{2\rho} (T + V) + C_1 - m l^2 e U_0 \cos \alpha + C_2.$$

Comme l'avant-dernier terme $- m l^2 e U_0 \cos \alpha$ du membre de droite n'est autre que $m l^2 e^2 V$ on voit qu'il reste

$$C_1 + C_2 = 0.$$

La détermination de ces constantes se fait au moyen des conditions aux limites. A l'instant initial, l'électron quitte le point (x_0, α_0) avec une énergie cinétique

$$T_0 = - e U_e = \frac{1}{2} m l^2 (x_0^2 \dot{\alpha}_0^2 + \dot{x}_0^2).$$

En reportant la valeur initiale

$$T_0 + V_0 = - e (U_e - U_0)$$

dans la première équation, on trouve

$$C_1 = m l^2 x_0^2 \left[\frac{1}{2} m l^2 \dot{x}_0^2 + e (U_e - U_0) \right] = - C_2.$$

La première équation différentielle du mouvement, réinscrite avec la valeur explicite de C_1 , devient

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} m l^2 \dot{x}^2 \dot{\alpha}^2 &= - e (U_e - U_0) x^2 \\ &+ x_0^2 \left[\frac{1}{2} m l^2 \dot{x}_0^2 + e (U_e - U_0) \right] \end{aligned}$$

et la seconde équations, de même,

$$\frac{1}{2} m l^2 \dot{x}^4 \dot{\alpha}^2 = - e U_0 \cos \alpha - x_0^2 \left[\frac{1}{2} m l^2 \dot{x}_0^2 + e (U_e - U_0) \right].$$

On peut remplacer ici x_0 et $\dot{x}_0$ par leurs valeurs tirées de

$$x_0^2 = \cos \alpha_0, \quad \frac{1}{2} m l^2 \dot{x}_0^2 = - e U_e - \frac{1}{2} m l^2 x_0^2 \dot{\alpha}_0^2$$

et l'on obtient l'équation plus simple

$$\frac{1}{2} m l^2 \dot{x}^4 \dot{\alpha}^2 = - e U_0 (\cos \alpha - \cos \alpha_0) + \frac{1}{2} m l^2 x_0^4 \dot{\alpha}_0^2.$$

Il est commode d'introduire une variable temps sans dimension physique en posant

$$\tau = \frac{1}{l} \sqrt{\frac{-2e}{m}} U_0 t.$$

Cette équation représente le temps divisé par une durée de référence égale au temps que met un électron de vitesse U_0 pour parcourir la distance l .

Les équations se simplifient alors et prennent la forme suivante ou bien

$$x^2 \left(\frac{dx}{d\tau} \right)^2 - x_0^2 \left(\frac{dx}{d\tau} \right)_0^2 = \left(\frac{U_e}{U_0} - 1 \right) (x^2 - x_0^2)$$

ou bien, en prenant x^2 pour variable indépendante

$$\frac{1}{4} \left(\frac{dx^2}{d\tau} \right)^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{dx^2}{d\tau} \right)_0^2 = \left(\frac{U_e}{U_0} - 1 \right) (x^2 - x_0^2)$$

et

$$x^4 \left(\frac{d\alpha}{d\tau} \right)^2 - x_0^4 \left(\frac{d\alpha}{d\tau} \right)_0^2 = \cos \alpha - \cos \alpha_0.$$

La première équation au moins ne contient qu'une des variables. Les variables étant maintenant séparées dans les équations du mouvement, nous pouvons intégrer l'une après l'autre ces deux équations différentielles.

a. Première équation différentielle du mouvement. — Il y a naturellement deux cas à considérer, suivant que le potentiel d'éjection U_e est plus petit ou plus grand que le potentiel de rappel U_0 .

1^{er} cas : $U_e < U_0$. — On voit, en examinant l'équation différentielle, que la vitesse décroît constamment depuis le début du mouvement, pour s'annuler en un point extrême de la trajectoire dont l'abscisse x_{ext} est donnée par

$$x_{\text{ext}}^2 - x_0^2 = \frac{\frac{1}{4} \left(\frac{dx^2}{d\tau} \right)_0^2}{1 - \frac{U_e}{U_0}}.$$

Si l'on introduit cette valeur dans l'équation, elle prend la forme plus simple

$$\frac{1}{4} \left(\frac{dx^2}{d\tau} \right)^2 = \left(1 - \frac{U_e}{U_0} \right) (x_{\text{ext}}^2 - x^2)$$

et s'intègre par parties

$$d\tau = \frac{dx^2}{\sqrt{\left(1 - \frac{U_e}{U_0} \right) (x_{\text{ext}}^2 - x^2)}} = -d\sqrt{\frac{x_{\text{ext}}^2 - x^2}{1 - \frac{U_e}{U_0}}}.$$

Si l'on fait coïncider l'origine des temps avec le point extrême de la trajectoire, on a

$$\tau_{\text{ext}} = 0$$

et la constante d'intégration devient nulle, de sorte que

$$\tau = -\sqrt{\frac{x_{\text{ext}}^2 - x^2}{1 - \frac{U_e}{U_0}}}$$

$$x^2 = x_{\text{ext}}^2 - \left(1 - \frac{U_e}{U_0} \right) \tau^2.$$

Cette équation permet de conclure à un résultat important. C'est que le mouvement de l'électron secondaire qui retourne sur le point bombardé s'effectue d'une façon symétrique dans le temps par rapport au point extrême de la trajectoire. En effet, l'équation ne contient que τ^2 .

Comme application particulièrement simple, traitons le cas de l'éjection radiale. C'est ainsi que nous appellerons le cas caractérisé par la relation

$$\dot{\alpha}_0 = 0,$$

c'est-à-dire que la vitesse tangentielle est nulle au départ. En d'autres termes, l'électron quitte le point de l'équipotentielle U_0 avec une vitesse dont le vecteur est dirigé suivant l'axe qui joint ce point à l'origine. Il est utile de rappeler à cet égard la relation à laquelle obéissent les points sur l'équipotentielle de départ, de laquelle on suppose que les électrons sont éjectés, et qui est

$$x_0^2 = \frac{v_0^2}{f^2} = \cos \alpha_0.$$

Dans le cas de l'éjection radiale, l'équation pour l'énergie cinétique se réduit à

$$-eU_e = \frac{1}{2} m t^2 x_0'^2$$

et l'on a

$$\frac{t_e}{t_0} = -\frac{1}{2} \frac{m t^2}{e U_0} x_0'^2 = \left(\frac{dx}{d\tau} \right)_0^2,$$

d'où encore

$$\frac{1}{4} \left(\frac{dx^2}{d\tau} \right)_0^2 = x_0^2 \frac{t_e}{t_0}.$$

En portant cette valeur dans l'expression trouvée plus haut pour x_{ext}^2 , il vient

$$x_{\text{ext}}^2 - x_0^2 = x_0^2 \frac{\frac{U_e}{U_0}}{1 - \frac{U_e}{U_0}}$$

ou encore

$$\left(\frac{x_{\text{ext}}}{x_0} \right)^2 = \frac{1}{1 - \frac{U_e}{U_0}}.$$

Cette équation simple montre que les électrons qui s'éloignent sur le côté vont moins loin que les électrons se dirigeant dans l'axe du système puisque leur valeur de x_0 est plus petite. Pour $U_e = U_0$ le point extrême de la trajectoire est reporté à l'infini, quel que soit l'angle d'éjection.

Quant à la durée du parcours aller et retour d'un électron, elle peut également se mettre sous une forme très simple dans le cas de l'éjection radiale.

En se reportant à l'équation qui donne x^2 en fonction de τ , on obtient si l'on remplace x^2 par x_0^2 et qu'on utilise la relation que nous venons de trouver

$$\tau_0 = \sqrt{\frac{x_{\text{ext}}^2 - x_0^2}{1 - \frac{U_e}{U_0}}} = \frac{x_0}{1 - \frac{U_e}{U_0}} \sqrt{\frac{U_e}{U_0}},$$

τ_0 désignant le temps réduit mis par l'électron pour faire le parcours allant de l'équipotentielle d'éjection jusqu'au point extrême de sa trajectoire.

Application numérique. — Supposons que nous ayons les valeurs suivantes, qu'on rencontre en pratique

$$l = 5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}, \quad x_0 = 1, \quad U_0 = 1 \text{ V}, \quad U_e = 0,5 \text{ V}.$$

Il vient

$$\begin{aligned} \sqrt{\frac{-2e}{m}} U_0 &= 60 \cdot 10^6 \text{ cm/s}, \\ t = \tau \frac{l}{\sqrt{\frac{-2e}{m}} U_0} &= \frac{5 \cdot 10^{-2}}{6 \cdot 10^7} \tau = 8 \cdot 10^{-10} \tau \text{ s}, \\ x_{\text{ext}} = \frac{r_{\text{ext}}}{l} &= \sqrt{2}, \quad \tau_0 = \sqrt{2}, \quad t_0 = 1,1 \cdot 10^{-9} \text{ s}. \end{aligned}$$

Ce calcul nous permet d'aboutir à deux conclusions. La première, étant qu'une bonne partie des électrons reste à proximité du point chargé, la seconde, que le temps de parcours a l'ordre de grandeur 10^{-9} s, ce qui assure les performances d'un tube à accumulation de charges. Cependant nous devons encore voir quel est le temps de transit des électrons qui partent vers le collecteur, car il peut être beaucoup plus grand. Pour cela nous devons étudier le second cas, où la vitesse d'éjection de l'électron se trouve au-dessus de la vitesse de partage correspondant à U_0 .

2^e cas : $U_e > U_0$. — Considérons encore le cas de l'éjection radiale. L'équation différentielle pour x^2 s'écrit, en remplaçant l'expression initiale de la dérivée par sa valeur pour l'éjection radiale

$$\frac{1}{4} \left(\frac{dx^2}{d\tau} \right) = \left(\frac{U_e}{U_0} - 1 \right) x^2 + x_0^2$$

et s'intègre par parties comme suit

$$\begin{aligned} d\tau &= \frac{dx^2}{\sqrt{\left(\frac{U_e}{U_0} - 1 \right) x^2 + x_0^2}} \\ &= \frac{1}{\frac{U_e}{U_0} - 1} d\sqrt{\left(\frac{U_e}{U_0} - 1 \right) x^2 + x_0^2} \end{aligned}$$

et

$$\tau = \frac{1}{\frac{U_e}{U_0} - 1} \sqrt{\left(\frac{U_e}{U_0} - 1 \right) x^2 + x_0^2} + \text{const.}$$

Il est raisonnable, pour l'électron qui part définitivement, de placer l'origine des temps au moment du départ, soit pour $x = x_0$ dans l'équation ci-dessus. On trouve alors pour la constante d'intégration

$$\text{const.} = -x_0 \frac{\sqrt{\frac{U_e}{U_0}}}{\frac{U_e}{U_0} - 1}$$

et le temps réduit τ_c mis pour atteindre un collecteur situé à la distance réduite x_c est

$$\tau_c = \frac{1}{\frac{U_e}{U_0} - 1} \left[\sqrt{\left(\frac{U_e}{U_0} - 1 \right) x_c^2 + x_0^2} - x_0 \sqrt{\frac{U_e}{U_0}} \right]$$

et l'expression valable pour des collecteurs éloignés par rapport aux dimensions du faisceau s'écrit

$$\lim_{x_c \rightarrow \infty} \tau_c = \frac{x_c}{\sqrt{\frac{U_e}{U_0} - 1}}.$$

Application numérique. — Pour une valeur de $x_c = 100$, qui correspond à un éloignement du collecteur de 5 cm pour le diamètre choisi du faisceau de 0,5 mm, on trouve, pour $U_e = 1,5 U_0$ un temps de transit de

$$t = 2 \cdot 10^2 \cdot 8 \cdot 10^{-10} \text{ s} = 1,1 \cdot 10^{-7} \text{ s},$$

ce qui correspond à des fréquences touchant déjà les bandes video.

On voit donc qu'il faut être extrêmement prudent quand on veut transmettre une information par échange d'électrons entre un diélectrique et un collecteur éloigné.

b. Seconde équation différentielle de mouvement. — Dans le cas de l'éjection radiale, qui est le seul qu'il convient d'examiner à notre degré d'approximation du champ d'une charge ponctuelle par un champ de dipôle, l'équation différentielle pour la coordonnée angulaire se réduit à

$$x^4 \left(\frac{dz}{d\tau} \right)^2 = \cos z - \cos z_0.$$

Déjà l'examen de cette équation révèle que la coordonnée angulaire de l'électron est toujours inférieure à sa coordonnée initiale en valeur absolue

$$z^1 \leq z_0^1.$$

En effet, le membre de gauche étant un carré, il faut qu'on ait toujours

$$\cos \alpha - \cos \alpha_0 > 0.$$

Rappelons que l'angle α est compté à partir de l'axe du dipôle, c'est-à-dire de la perpendiculaire au plan de l'isolant. C'est dire qu'après son éjection sous l'angle α_0 supposé positif l'électron est soumis à une force qui le ramène vers l'axe. S'il dépasse celui-ci, sa coordonnée α peut croître en valeur absolue, mais ne peut dépasser $-\alpha_0$. On aura donc la relation entre différentielles

$$\mp \frac{dz}{\sqrt{\cos \alpha - \cos \alpha_0}} = \frac{d\tau}{x^2},$$

le signe moins étant valable tant que l'angle décroît, c'est-à-dire quand l'électron se dirige vers la coordonnée $-\alpha_0$, et le signe plus quand l'angle croît, c'est-à-dire quand l'électron se dirige vers des coordonnées angulaires positives.

Dans la dernière formule X est une fonction du temps que nous avons indiquée plus haut dans les deux cas où U_e est plus petit ou plus grand que U_0 . Nous allons donc d'abord remplacer le membre de gauche à l'aide des formules trouvées au paragraphe précédent, en le mettant sous la forme d'une différentielle ne contenant plus que la coordonnée X et dans laquelle est supprimé le temps. La relation ci-dessus donnera alors directement la trajectoire.

Dans le premier cas, où les électrons reviennent ($U_e < U_0$) on a

$$\begin{aligned} \frac{d\tau}{x^2} &= \mp \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{U_e}{U_0}}} \frac{d\sqrt{x_{\text{ext}}^2 - x^2}}{x^2} \\ &= \mp \frac{1}{x_{\text{ext}} \sqrt{1 - \frac{U_e}{U_0}}} \frac{d\sqrt{1 - \left(\frac{x}{x_{\text{ext}}}\right)^2}}{1 - \left(1 - \frac{x^2}{x_{\text{ext}}^2}\right)^2} \\ &= \mp \frac{1}{x_0} d \operatorname{arc th} \sqrt{1 - \left(\frac{x}{x_{\text{ext}}}\right)^2}. \end{aligned}$$

Le signe moins est valable pour la partie de la trajectoire de l'électron avant l'extremum et le signe plus est valable au delà de ce point.

Dans le second cas, où les électrons s'éloignent indéfiniment, on a

$$\begin{aligned} \frac{d\tau}{x^2} &= \frac{1}{\frac{U_e}{U_0} - 1} \frac{d\sqrt{\left(\frac{U_e}{U_0} - 1\right)x^2 + x_0^2}}{x^2} \\ &= -\frac{1}{x_0} d \operatorname{arc coth} \sqrt{\left(\frac{U_e}{U_0} - 1\right)\frac{x^2}{x_0^2} + 1}. \end{aligned}$$

On aura donc dans le premier cas, en intégrant depuis le début du mouvement jusqu'à un instant quelconque

$$\int \frac{d\tau}{x^2} = -\frac{1}{x_0} \left[\operatorname{arc th} \sqrt{1 - \left(\frac{x}{x_{\text{ext}}}\right)^2} \right]_{x_0}^x$$

si l'électron n'a pas encore atteint l'extremum de sa trajectoire, et

$$\begin{aligned} \int \frac{d\tau}{x^2} &= \frac{1}{x_0} \operatorname{arc th} \sqrt{1 - \left(\frac{x_0}{x_{\text{ext}}}\right)^2} \\ &+ \frac{1}{x_0} \operatorname{arc th} \sqrt{1 - \left(\frac{x}{x_{\text{ext}}}\right)^2} \end{aligned}$$

s'il est au delà de cet extremum. Dans le second cas on aura

$$\int \frac{d\tau}{x^2} = -\frac{1}{x_0} \left[\operatorname{arc coth} \sqrt{\left(\frac{U_e}{U_0} - 1\right)\frac{x^2}{x_0^2} + 1} \right]_{x_0}^x.$$

Quant à l'intégrale en α , posons

$$\mathcal{J}(x) = -\int_{\alpha_0}^x \frac{dz}{\sqrt{\cos \alpha - \cos \alpha_0}} \quad (0 \leq x \leq \alpha_0)$$

l'intégrale que nous avons à résoudre n'est autre que

$$-\int_{\alpha_0}^x \frac{dz}{\sqrt{\cos \alpha - \cos \alpha_0}} = \mathcal{J}(x) \quad \text{si } 0 \leq x \leq \alpha_0$$

et

$$\begin{aligned} &= 2\mathcal{J}(0) - \mathcal{J}(-x) \\ \text{si } -\alpha_0 \leq x \leq 0 \end{aligned}$$

et ainsi de suite si l'électron oscille plusieurs fois entre les coordonnées α_0 et $-\alpha_0$, les contributions de l'intégrale dans chaque nouveau domaine s'ajoutant aux précédents.

L'intégrale ci-dessus est une intégrale elliptique qui se ramène à un type connu de la façon suivante. On pose

$$\cos \alpha = u, \quad \cos \alpha_0 = u_0,$$

et l'on obtient

$$\mathcal{J} = \int_{u_0}^u \frac{du}{\sqrt{(1-u)(u-u_0)(1+u)}}$$

On pose ensuite

$$t = \sqrt{\frac{1+u_0}{1+u}}$$

et l'on obtient

$$\mathcal{J} = \sqrt{\frac{1+u_0}{1+u}} \int_1^t \frac{dt}{\sqrt{(1-t^2)\left(t^2 - \frac{1+u_0}{2}\right)}}$$

En posant maintenant

$$y = \frac{1-t^2}{1-u_0} = y^2,$$

on obtient

$$\begin{aligned} z &= \sqrt{\frac{2}{1-u_0}} \int_0^{\frac{1}{2}\pi} \frac{d\varphi}{\sqrt{(1-\cos\varphi)^2 \left(1 - \frac{1-u_0}{2}\right)^2}} \\ &= \sqrt{2} F(k, \varphi), \end{aligned}$$

avec

$$k = \sqrt{\frac{1 - \cos \alpha_0}{2}}, \quad \sin \varphi = \sqrt{\frac{2}{1 - \cos \alpha_0} \frac{\cos \alpha - \cos \alpha_0}{1 + \cos \alpha}}$$

et où $F(k, \varphi)$ est l'intégrale elliptique de première espèce sous la forme normale de Legendre, de module k et d'argument φ . La relation ainsi trouvée n'est valable que pour

$$0 \leq \alpha \leq \alpha_0.$$

Ce calcul va nous donner un premier résultat intéressant. C'est le site α_{ext} pour lequel un électron qui s'éloigne sous l'angle initial α_0 avec une vitesse supérieure à la vitesse de partage atteint l'extremum de sa trajectoire. Pour cet extremum on a trouvé la relation

$$\sqrt{2} F(k, \varphi_{\text{ext}}) = \frac{1}{\sqrt{\cos \alpha_0}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{U_e}{U_0}}, \quad 0 \leq \alpha_{\text{ext}} \leq \alpha_0.$$

On voit que les trajectoires des électrons s'éloignant sous un angle donné avec des vitesses initiales de plus en plus grandes sont des trajectoires dont les extremums se rapprochent de l'axe $\alpha = 0$. La trajectoire dont l'extremum est sur l'axe se caractérise par une énergie d'éjection U_e qu'on peut tirer de

$$\sqrt{2} F\left(k, \frac{\pi}{2}\right) = \frac{1}{\sqrt{\cos \alpha_0}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{U_e}{U_0}}.$$

Plus les énergies d'éjection se rapprochent de U_0 , plus les électrons vont loin. La fonction arctg croissant indéfiniment, l'influence de l'intégrale sur la coordonnée angulaire devient de plus en plus grande. L'extremum de la trajectoire se déplace donc vers les α négatifs, atteint $-\alpha_0$, revient vers les α positifs et ainsi de suite. Un électron dont le potentiel d'éjection est voisin de U_0 peut ainsi osciller plusieurs fois entre α_0 et $-\alpha_0$ avant de retomber sur le dipôle, ainsi qu'il est représenté à la figure 19.

Un second résultat qu'on peut également tirer du calcul de la coordonnée angulaire des trajectoires est la position de l'asymptote pour la trajectoire d'un électron s'éloignant indéfiniment. Cette trajec-

toire s'écrit, pour x tendant vers l'infini

$$\sqrt{2} F(\alpha, \varphi_{\text{as}}) = \frac{1}{x_0} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{U_e}{U_0}},$$

où φ_{as} représente l'argument correspondant à l'asymptote. La discussion de cette dernière relation permet de se faire une idée des trajectoires possibles. Le

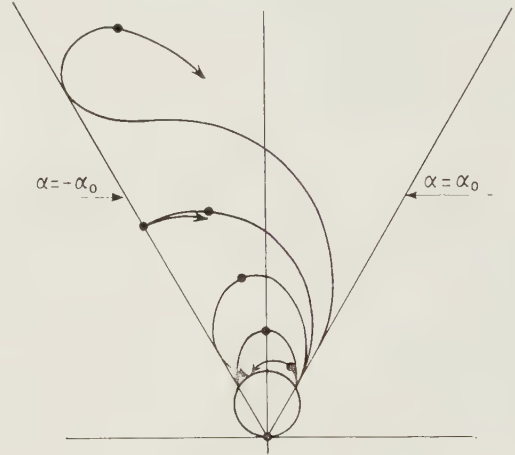


Fig. 19. — Trajectoires des électrons secondaires émis normalement sous un angle α_0 avec des vitesses croissantes mais inférieures à la vitesse de partage.

premier cas limite est donné par des énergies d'éjection U_e très grandes par rapport à U_0 . Le membre de droite est alors très petit. La fonction F qui est proportionnelle à son argument pour de faibles valeurs, l'est aussi. L'argument φ_{as} doit donc devenir petit, ce qui n'est possible que si α ne s'écarte pas de α_0 . On a donc

$$\lim_{U_e \gg U_0} \alpha_s = \alpha_0.$$

Les électrons sont à peine influencés par le champ du dipôle.

Lorsque les vitesses d'éjection décroissent, les trajectoires sont davantage influencées par le champ du dipôle. Celle qui a par exemple une asymptote parallèle à l'axe $\alpha = 0$ correspond à une énergie d'éjection donnée par

$$\sqrt{2} F\left(k, \frac{\pi}{2}\right) = \frac{1}{\sqrt{\cos \alpha_0}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{U_e}{U_0}}.$$

Lorsque U_e se rapproche de U_0 par valeurs supérieures le membre de droite devient toujours plus grand, et l'influence de l'intégrale sur la coordonnée angulaire doit donc aussi être de plus en plus importante, ce qui montre que les électrons moins rapides ont de plus en plus tendance à osciller entre les limites $-\alpha_0$ et $+\alpha_0$ avant de trouver leur asymptote,

ainsi qu'il est représenté sur la figure 20. A la limite $U_e = U_0$ les deux mouvements oscillatoires se confondent.

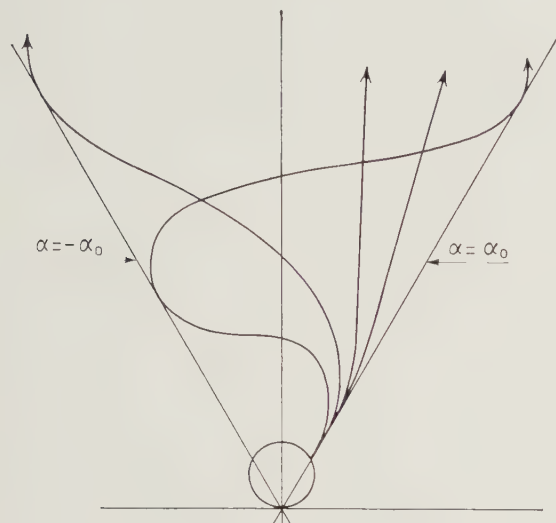


Fig. 20. — Trajectoires des électrons secondaires émis radialement sous un angle α_0 avec des vitesses décroissantes mais supérieures à la vitesse de partage.

1.3.2. REDISTRIBUTION DES ÉLECTRONS SECONDAIRES DUS AU FAISCEAU D'EXPLORATION DANS UN ICONOSCOPE, POUR UN FAISCEAU DE FAIBLE INTENSITÉ. — Nous admettrons que le faisceau d'analyse n'ait qu'une faible intensité. Nous serons donc dans le cas où les électrons secondaires ne produisent pas une charge d'espace notable et ont, par conséquent, le mouvement qui vient d'être étudié. Dans ces conditions, examinons comment est modifié le mouvement des électrons secondaires lorsqu'au champ du dipôle dans lequel ils se meuvent est superposé le champ provenant de charges préalablement disposées sur la cible. Prenons comme exemple le cas où la partie de la cible située d'un côté du faisceau d'exploration est portée à un potentiel de U_1 V supérieur au reste. Nous examinons naturellement le cas où le faisceau est immobile mais c'est bien ce qui se produit lors de l'analyse de l'image dans un iconoscope, le faisceau déchargeant au fur et à mesure de sa progression le relief de champs qu'il a devant lui, pour laisser derrière lui un niveau inférieur. Il est donc toujours, en première approximation, à la limite entre deux demi-plans chargés différemment. Si le faisceau avance assez lentement, on peut admettre que l'aire bombardée se trouve portée au potentiel d'équilibre U_0 pendant la plus grande partie du temps où elle est atteinte par des électrons. La figure 21 fera mieux comprendre la répartition des potentiels envisagée pour le calcul.

Nous nous proposons d'étudier l'ordre de grandeur de la perte de définition due au fait qu'au cours de leur mouvement d'aller et retour les électrons secondaires qui n'atteignent pas le collecteur sont déportés vers le demi-plan au potentiel U_1 et retombent sur celui-ci en en modifiant la charge, au lieu de regagner l'aire de percussio du faisceau.

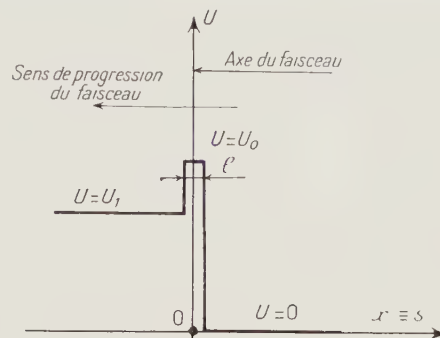


Fig. 21. — Répartition schématique du potentiel le long d'une ligne analysée par un faisceau d'électrons d'extension L .

Nous pourrions ainsi juger la perte de définition qui se produirait au cours de l'analyse d'un relief de charge par un faisceau d'électrons rapides, dans le cas où il n'y aurait pas de charge d'espace.

Pour obtenir l'ordre de grandeur de l'effet il nous suffit de considérer un électron émis selon l'axe perpendiculaire à la surface. Soumis au seul champ de dipôle, tout son mouvement aurait lieu le long de cet axe. Cet électron est de plus soumis au champ dû à la différence de potentiel U_1 entre les demi-plans situés des deux côtés du faisceau. Ces lignes de force coupent toutes l'axe du dipôle perpendiculairement. Si l'on suppose que, sous l'influence de cette nouvelle force, l'électron s'écarte peu de l'axe, on peut admettre que le nouveau champ ne modifie pas le mouvement dans la direction

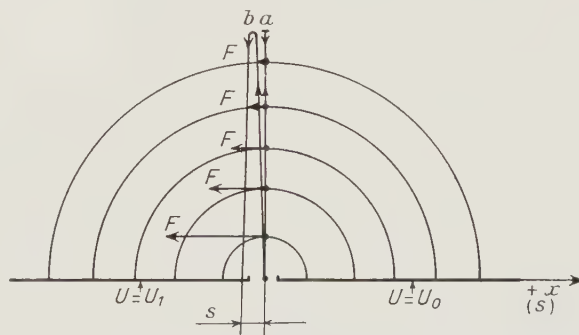


Fig. 22. — Trajectoires de l'électron secondaire émis dans l'axe, a non perturbée et b' perturbée par le champ des forces F due au demi-plan au potentiel U_1 .

perpendiculaire à la cible et calculer séparément son mouvement dans la direction $s = -X$ ainsi qu'il est représenté à la figure 22. Pour des valeurs de U_1 plus petites ou notablement plus petites que U_0

$$U_1 < U_0 \quad \text{ou} \quad U_1 \ll U_0,$$

on a donc pour le mouvement selon la direction x que nous appellerons $-s$ pour ne pas confondre avec la grandeur de calcul $x = \frac{r}{l}$ l'équation de Newton

$$m \frac{d^2 s}{dt^2} = -e \frac{\partial U}{\partial s},$$

où U représente le potentiel dû au demi-plan U_1 , soit en coordonnées polaires r, θ ,

$$U(r, \theta) = \frac{\theta}{\pi} U_1.$$

Il vient donc, puisque

$$\frac{\partial}{\partial s} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta},$$

la relation

$$m \frac{d^2 s}{dt^2} = -\frac{e U_1}{\pi r}.$$

En utilisant les abréviations

$$\frac{1}{l} \sqrt{\frac{-2e}{m}} U_0 t = \tau, \quad \frac{r}{l} = x, \quad \frac{s}{l} = \tau, \quad 1 - \frac{U_e}{U_0} = v,$$

où U_e est l'énergie d'éjection de l'électron considéré, on obtient

$$\frac{d^2 \tau}{d\tau^2} = \frac{1}{2\pi} \frac{U_1}{U_0} x.$$

dans laquelle x avait été déterminé en fonction du temps dans le calcul du paragraphe 1.3.1 :

$$x = \sqrt{x_{cyl}^2 - v\tau^2} = \frac{1}{\sqrt{v}} \sqrt{1 - v^2 \tau^2},$$

car

$$x_{cyl}^2 = \frac{x_0^2}{v}, \quad x_0 = 1.$$

Une première intégration par rapport au temps réduit τ fournit l'équation

$$\frac{1}{2\pi} \frac{U_1}{U_0} \int_{-\tau_0}^{\tau} \frac{d\tau}{x} = \frac{1}{2\pi \sqrt{v}} \frac{U_1}{U_0} (\arcsin v\tau + \arcsin v\tau_0) = \frac{d\sigma}{d\tau},$$

car l'origine de temps avait été placée à l'extremum de la trajectoire de sorte que l'éjection, pour laquelle $\frac{d\sigma}{d\tau}$ est naturellement nul, doit être consi-

dérée comme ayant lieu à l'instant

$$\tau_0 = -\frac{\sqrt{1-v}}{v}.$$

Une seconde intégration, qu'on peut étendre jusqu'à $+\tau_0$, correspondant à l'instant où l'électron revient sur l'isolant, donnera directement le déport de l'électron

$$\begin{aligned} \sigma &= \int_{-\tau_0}^{+\tau_0} d\sigma = \frac{1}{2\pi \sqrt{v}} \frac{U_1}{U_0} \int_{-\tau_0}^{+\tau_0} (\arcsin v\tau + \arcsin v\tau_0) d\tau \\ &= \frac{1}{2\pi} \frac{U_1}{U_0} \frac{1}{\sqrt{\frac{3}{2}}} (v\tau \arcsin v\tau \\ &\quad + \sqrt{1-v^2\tau^2} + v\tau \arcsin v\tau_0) \Big|_{-\tau_0}^{+\tau_0} \\ &= \frac{1}{\pi} \frac{U_1}{U_0} \frac{1}{\sqrt{\frac{3}{2}}} v\tau_0 \arcsin v\tau_0 \\ &= \frac{1}{\pi} \frac{U_1}{U_0} \frac{\sqrt{1-v}}{\sqrt{\frac{3}{2}}} \arcsin \sqrt{1-v}. \end{aligned}$$

Il vient enfin

$$\frac{s}{l} = \frac{1}{\pi} \frac{U_1}{U_0} \frac{\sqrt{\frac{U_e}{U_0}}}{\left(1 - \frac{U_e}{U_0}\right)^{\frac{3}{2}}} \arcsin \sqrt{\frac{U_e}{U_0}}.$$

Les électrons qui sont les plus déportés sont naturellement ceux qui vont le plus loin avant de revenir, c'est-à-dire ceux dont l'énergie d'éjection U_e est voisine de U_0 . On peut alors simplifier cette relation de la manière suivante :

$$\lim_{\frac{U_e}{U_0} \ll 1} \frac{s}{l} = \frac{1}{2} \frac{U_1}{U_0} \frac{1}{\left(1 - \frac{U_e}{U_0}\right)^{\frac{3}{2}}}.$$

Par exemple, pour $\frac{U_1}{U_0} = \frac{1}{2}$ et $\frac{U_e}{U_0} = \frac{9}{10}$ on aurait

$$\frac{s}{l} = \frac{10^{\frac{3}{2}}}{4} = 7,5,$$

c'est-à-dire une valeur supérieure à l'ordre de grandeur où notre calcul de perturbation balistique serait applicable. On voit que l'on a une perte de définition et que si l'on veut l'éviter, il est nécessaire que le potentiel U_1 soit faible par rapport à U_0 . Ainsi, indépendamment de la charge d'espace, qui augmente l'effet de redistribution des électrons, si l'on veut éviter la perte de définition il faut limiter la capacité d'accumulation d'un analyseur à électrons rapides à cause de cet effet à des potentiels de charge notablement inférieurs à U_0 . Inversement, si l'on travaille avec des potentiels de charge U_1

allant jusqu'à U_0 , on est forcé d'utiliser des faisceaux d'une finesse supérieure à celle exigée de l'image. Mais de tels faisceaux présentent alors une charge d'espace notable. Il convient donc d'en étudier les effets.

1.4. Évaluation de la charge d'espace et de la barrière de potentiel causée par celle-ci dans le cas où la charge d'espace est encore faible. Limitation de courant lors du dépôt de charges par un faisceau concentré.

Les éléments exacts des trajectoires des électrons secondaires, que nous avons trouvés au paragraphe précédent, vont nous permettre de calculer d'abord la charge globale se trouvant à un instant donné entre la cible et le collecteur. Cette charge est déterminante pour tout tube à accumulation. La barrière de potentiel qu'elle introduit entrave l'échange des électrons entre la surface et le collecteur. Dans le présent paragraphe nous nous proposons ensuite d'une façon plus générale, en partant de mouvements d'électrons calculés pour des charges négligeables de déterminer l'ordre de grandeur du courant d'émission pour lequel le mouvement des électrons calculé sans charge d'espace commence à ne plus être valable. Cet ordre de grandeur déterminera celui de l'intensité du faisceau incident à partir duquel la charge d'espace influence d'une façon notable le mouvement des électrons secondaires. Ce genre de considérations est fondamental pour l'étude des tubes à mémoire où les charges sont déposées par des faisceaux concentrés.

1.4.1. VALEUR GLOBALE DE LA CHARGE D'ESPACE SE TROUVANT AU-DESSUS DU POINT D'IMPACT D'UN FAISCEAU MINCE DE FAIBLE INTENSITÉ, EN FONCTION DE L'ÉLOIGNEMENT DU COLLECTEUR. — Le cas précédemment examiné du mouvement des électrons secondaires dans le champ d'un dipôle s'applique parfaitement bien aux cas d'un faisceau mince, donnant une tache quasi ponctuelle, et de faible intensité. Nous avons calculé le temps de parcours des électrons qui était, pour un électron revenant à son point d'origine,

$$t = 2\tau_0 \frac{l}{\sqrt{\frac{-2e}{m} U_0}} = 2 \frac{\cos \alpha}{1 - \frac{U_e}{U_0}} \sqrt{\frac{U_e}{U_0}} \frac{l}{\sqrt{\frac{-2e}{m} U_0}} \quad (U_e < U_0)$$

et pour un électron gagnant le collecteur à une

distance réduite x_c

$$t = \frac{1}{\frac{U_e}{U_0} - 1} \left[\sqrt{\left(\frac{U_e}{U_0} - 1 \right) x_c^2 + \cos^2 \alpha} - \cos \alpha \sqrt{\frac{U_e}{U_0}} \right] \quad (U_e > U_0)$$

pour une énergie d'éjection U_e et un angle d'éjection α .

Nous avons à tenir compte du fait que la répartition angulaire des électrons secondaires suit la loi de Lambert à l'éjection, c'est-à-dire varie comme $\cos \alpha$. J étant le courant total, la partie émise dans l'angle solide

$$d\Omega = 2\pi \sin \alpha d\alpha$$

sera, d'après la loi de Lambert,

$$\frac{1}{\pi} J \cos \alpha d\Omega.$$

En conséquence, la fraction

$$dJ = 2J \cos \alpha \sin \alpha d\alpha \frac{\eta_i}{U_m} dU_e$$

est seule composée d'électrons dont l'énergie d'éjection est comprise entre U_e et $U_e + dU_e$. Cette fraction donne à la charge d'espace se trouvant à un instant donné au-dessus de la cible une contribution

$$dQ = t dJ,$$

où le temps de parcours t est une fonction de α aussi bien que de U_e . Calculons tout d'abord la charge formée par les électrons qui reviennent. On a

$$\begin{aligned} Q_1 &= \int_0^{\tau_1} \frac{U_0}{U_m} \frac{l}{\sqrt{\frac{-2e}{m} U_0}} \\ &\times \int_{\alpha=0}^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \alpha \sin \alpha d\alpha \int_{U_e=0}^{U_0} \frac{\sqrt{\frac{U_e}{U_0}}}{1 - \frac{U_e}{U_0}} d\frac{U_e}{U_0} \\ &= \frac{8}{3} J_1 \tau_1 \frac{1}{\sqrt{\frac{-2e}{m} U_0}} \int_0^1 \frac{\xi^2}{1 - \xi^2} d\xi, \\ &\quad \xi = \sqrt{\frac{U_e}{U_0}}, \end{aligned}$$

où nous avons remplacé $\eta_i \frac{U_0}{U_m}$ par sa valeur $\eta_i - 1$. L'intégrale a pour valeur $(-\xi + \text{arc th } \xi)$ à prendre entre les limites d'intégration. A la limite supérieure cette expression s'annule. Si l'on prend 1 pour valeur supérieure, elle devient infinie. Le

champignon de charge se trouvant au-dessus de la cible dans tout l'espace a donc une charge infinie. On voit qu'il convient d'introduire un collecteur à distance finie x_c pour la limiter.

Il faut alors considérer que le dernier électron destiné à revenir à l'origine est celui qui a son extremum à une distance x_c et non plus à l'infini, donc celui dont l'énergie d'éjection U_c est donnée par la relation

$$\left(\frac{x_c}{x_0}\right)^2 = \frac{1}{1 - \frac{U_c}{U_0}}, \quad \frac{U_c}{U_0} = 1 - \left(\frac{x_0}{x_c}\right)^2.$$

C'est jusqu'à cette valeur qu'il convient de prendre l'intégrale ci-dessus, ce qui donne

$$Q_1 = \frac{8}{3} \mathcal{J}(\eta - 1) \frac{l}{\sqrt{\frac{-2e}{m} U_0}} \operatorname{arctg} \sqrt{1 - \left(\frac{x_0}{x_c}\right)^2}.$$

Il convient de remarquer ici que, d'après les lois de l'émission secondaire, pour qu'il y ait équilibre, ce dernier électron ne peut avoir que la vitesse de partage correspondant à

$$U_0 = U_m \left(1 - \frac{1}{\eta}\right).$$

C'est donc que, dans le cas d'un collecteur à distance finie, l'aire bombardée se charge à une valeur U_1 légèrement supérieure à U_0 que nous avons admise pour le calcul, fait pour le cas où les électrons pouvaient aller jusqu'à l'infini. C'est

$$U_1 = U_0 \left[1 + \left(\frac{x_0}{x_c}\right)^2\right].$$

Plutôt que d'écrire U_1 à la place de U_0 dans toutes les formules des trajectoires exactes, nous préférons laisser U_0 et penser U_1 ce qui amène à effectuer la correction en déplaçant la limite d'intégration. Cela revient au même en raison du fait que les quantités suivantes sont pratiquement égales

$$\frac{U_c}{U_0} \simeq \frac{U_0}{U_1}$$

puisque U_1 et U_0 sont très peu différents.

Si l'on simplifie notre résultat en développant la tangente hyperbolique autour de sa valeur 1 au moyen de la relation

$$\operatorname{arctg}(1-x) = \frac{1}{2} \ln \frac{2}{x} - \frac{x}{4},$$

on trouve, pour la charge d'espace due aux électrons

qui reviennent, l'expression approchée

$$\lim_{x_c \gg x_0} Q_1 = \frac{8}{3} \mathcal{J}(1 - \eta) \frac{l}{\sqrt{\frac{-2e}{m} U_0}} \ln \frac{x_c}{x_0},$$

soit pour $\mathcal{J} = 10^{-6} \text{ A}$, $\eta = 2$, $l = 5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$, $U_0 = 1 \text{ V}$, $x_c = 10^2$ la valeur $Q_1 = 10^{-13} \text{ Cb}$.

Avant d'examiner la barrière de potentiel qu'une telle charge peut produire dans ce cas particulier, il est nécessaire de calculer la charge due aux électrons gagnant définitivement le collecteur. Comme nous avons vu que leur temps de parcours libre est bien plus grand que celui des électrons revenant à l'origine, il faut s'attendre à ce que leur contribution à la charge d'espace soit bien plus considérable. C'est, avec les limites d'intégration qui conviennent,

$$Q_2 = \frac{8}{3} \mathcal{J}(\eta - 1) \frac{l}{\sqrt{\frac{-2e}{m} U_0}} \int_{\frac{U_c}{U_0} = 1}^{\frac{U_m}{U_0}} \frac{1}{\left(\frac{U_c}{U_0}\right)^2 - 1} \times \left(\int_{\alpha=0}^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{\left(\frac{U_c}{U_0} - 1\right) x_c^2 + \cos^2 \alpha} \cos \alpha \sin \alpha d\alpha - \sqrt{\frac{U_c}{U_0}} \int_{\alpha=0}^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \alpha \sin \alpha d\alpha \right) d\frac{U_c}{U_0}.$$

L'expression entre parenthèses s'intègre immédiatement et il vient

$$Q_2 = \frac{8}{3} \mathcal{J}(\eta - 1) \frac{l}{\sqrt{\frac{-2e}{m} U_0}} \times \left\{ \int_{1, \left(\frac{x_0}{x_c}\right)^2}^{\frac{U_m}{U_0}} \left[\left(\frac{U_c}{U_0} - 1\right) x_c^2 + 1 \right]^{\frac{3}{2}} - \left[\left(\frac{U_c}{U_0} - 1\right) x_c^2 \right]^{\frac{3}{2}} - \sqrt{\frac{U_c}{U_0}} \left(\frac{U_c}{U_0} - 1 \right) \right\} d\frac{U_c}{U_0}.$$

Cette intégration est élémentaire. On obtient après un court calcul, en négligeant des termes petits, l'expression approchée

$$\lim_{x_c \gg x_0} Q_2 = \frac{4}{3} \mathcal{J}(\eta - 1) \frac{l}{\sqrt{\frac{-2e}{m} U_0}} x_c \sqrt{\frac{1}{\eta - 1}} = 10^{-12} \text{ Cb},$$

avec les mêmes hypothèses que pour Q_1 . Cette valeur est 100 fois plus grande que Q_1 .

1.4.2. ORDRE DE GRANDEUR DE LA BARRIÈRE DE POTENTIEL CRÉÉE PAR LA CHARGE D'ESPACE AU-DESSUS DU POINT D'IMPACT D'UN FAISCEAU

MINCE. — On considère toujours un faisceau mince bombardant une aire quasi ponctuelle d'un isolant plan. Dans ce cas, c'est évidemment le mouvement des électrons secondaires dans le champ du dipôle qu'il convient de considérer.

On désire savoir à partir de quelle intensité de bombardement la charge d'espace causée par les électrons secondaires commence à modifier le potentiel de dipôle dû à la charge du point d'impact. Pour cela il nous suffit de calculer le potentiel résultant du nuage de charges seul en présence d'un plan au potentiel 0, et de veiller à ce qu'il ne soit pas supérieur au potentiel U_0 auquel se charge le point d'impact du faisceau. On obtiendra ainsi une densité de courant de bombardement, au-dessus de laquelle la charge d'espace n'est certainement plus à négliger.

Pour calculer le potentiel dû à un nuage de charges, il est nécessaire de connaître leur répartition dans l'espace. On peut se servir des résultats obtenus au paragraphe précédent, dans lequel nous avons calculé la charge totale Q des électrons se trouvant à un instant donné entre l'isolant et le collecteur. Nous nous bornerons à calculer la contribution à la barrière de potentiel donnée par les électrons qui gagnent le collecteur. Nous supposons naturellement que celui-ci est constitué par une demi-sphère de rayon R ayant pour centre le point d'impact. La densité de charge spatiale dans cette demi-sphère aura une répartition de la forme

$$\rho = \frac{\Gamma}{2\pi r^2} = \frac{I}{2\pi r^2 v},$$

puisque nous avons affaire à un flux pratiquement radial d'électrons transportant une intensité pratiquement constante I à travers une surface hémisphérique $2\pi r^2$. En effet on a, en se référant au calcul des trajectoires des électrons qui gagnent le collecteur, pour leur vitesse à quelque distance du spot, la relation limite

$$\lim_{\left(\frac{U_c}{U_0} - 1\right) \gg 0} \left(\frac{dx}{d\tau}\right) = \sqrt{\frac{U_c}{U_0} - 1}.$$

On voit que cette vitesse est constante et dépend uniquement du potentiel d'éjection. La vitesse $\bar{v}$ indiquée plus haut est évidemment une vitesse moyenne qu'il faut prendre de manière à obtenir la même charge globale Q que celle calculée dans le paragraphe précédent. Une intégration de cette charge spatiale ρ dans la demi-sphère donne immédiatement pour la charge globale

$$Q = \int \rho dV = \Gamma R \quad \left(\Gamma = \frac{Q}{R}\right),$$

ce qui fixe la valeur de la constante Γ dont nous nous servons.

Nous avons à calculer la répartition de potentiel au sein d'une demi-sphère remplie de charges de répartition ρ reposant sur un plan au potentiel 0, le reste de l'espace au delà de cette demi-sphère étant vide. Pour tenir compte de la condition aux limites amenée par le plan au potentiel 0, nous considérerons que ce plan est absent et remplacé par une demi-sphère de charge inverse accolée à la précédente par son grand cercle, ainsi qu'il est représenté à la figure 23. L'équation de Poisson

$$\Delta U = \frac{1}{\epsilon_0} \int \frac{\rho}{MP} dV$$

peut alors être appliquée successivement aux deux demi-sphères et les résultats obtenus seront superposés, l'élément de volume dV étant exprimé en coordonnées polaires. ($dV = 2\pi r \sin \varphi r d\varphi dr$).

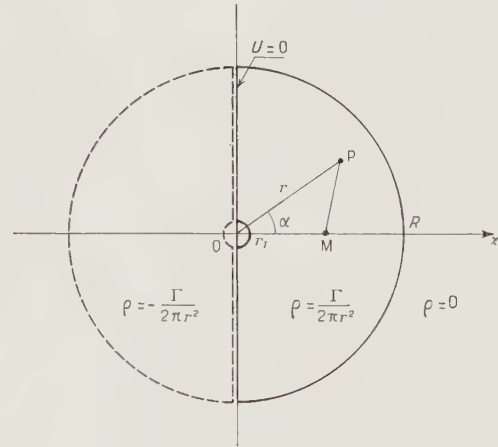


Fig. 23. — Calcul du potentiel dû à une charge d'espace de densité $\frac{\Gamma}{2\pi r^2}$ répartie dans une demi-sphère posée sur un plan équipotentiel.

On obtient ainsi pour un point de l'axe z pour la demi-sphère de droite

$$\begin{aligned} U(z) &= \frac{\Gamma}{4\pi\epsilon_0} \int_{r_1}^R dr \int_0^{\pi} \frac{\sin \varphi d\varphi}{\sqrt{z^2 + r^2 - 2rz \cos \varphi}} \\ &= \frac{\Gamma}{4\pi\epsilon_0} \left(\int_{r_1}^R \frac{\sqrt{z^2 + r^2}}{rz} dr - \int_{r_1}^z \frac{z-r}{zr} dr - \int_z^R \frac{r-z}{rz} dr \right). \end{aligned}$$

Ces intégrales sont élémentaires, et conduisent lorsqu'on effectue le passage à la limite $r_1 \rightarrow 0$,

à l'expression

$$U(z) = \frac{\Gamma}{4\pi\epsilon} \left(\frac{1}{2} \log \frac{\sqrt{1 + \frac{R^2}{z^2}} - 1}{\sqrt{1 + \frac{R^2}{z^2}} + 1} + \sqrt{1 + \frac{R^2}{z^2}} + \log 2 - \frac{R}{z} + 1 + \log \frac{R}{z} \right) \quad (z < R),$$

De même, on trouve pour la contribution de la demi-sphère négative

$$U(z) = -\frac{\Gamma}{4\pi\epsilon} \left(\log \frac{R}{z} + \frac{R}{z} - \frac{1}{2} \log \frac{\sqrt{1 + \frac{R^2}{z^2}} - 1}{\sqrt{1 + \frac{R^2}{z^2}} + 1} - \sqrt{1 + \frac{R^2}{z^2}} - \log 2 + 1 \right).$$

Si l'on fait la somme et qu'on passe à la limite $z = 0$ du côté des z positifs, on trouve

$$\lim_{z \rightarrow 0} U(z) = -\frac{\Gamma}{2\pi\epsilon} \log 2 = -\frac{Q}{2\pi\epsilon R} \log 2$$

qui est le maximum atteint par le potentiel dans l'espace cible-collecteur. Au point $z = 0$, le potentiel est évidemment nul par raison de symétrie entre les deux demi-sphères; mais quand on s'en rapproche par valeurs supérieures ou inférieures de z on trouve des valeurs opposées pour le potentiel du montant que nous avons indiqué, en raison de la discontinuité de la charge d'espace le long du plan limite. On trouve pour les valeurs numériques adoptées précédemment

$$J = 10^{-6} \text{ A}, \quad l = 5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}, \\ R = 5 \text{ cm}, \quad Q = 10^{-12},$$

le résultat

$$U_{\text{max}} \simeq \frac{1}{3} \text{ V}.$$

On voit que pour une densité de courant de bombardement de $1 \mu\text{A}$ sur un spot d'un demi-millimètre, la barrière de potentiel créée par les électrons secondaires commence à atteindre l'ordre de grandeur des potentiels d'éjection de ces mêmes électrons, et que des courants plus importants nous donneraient une redistribution.

Cette première évaluation ne nous donne naturellement qu'un ordre de grandeur et nous voyons l'intérêt qu'il y aurait à connaître plus exactement

la densité de bombardement permissible sur une surface isolante avant l'apparition des effets de charge d'espace. Pour cela nous allons choisir une configuration plus accessible au calcul que le cas d'une charge ponctuelle sur un plan isolant qui conduit à un potentiel de dipôle. Nous allons considérer que l'isolant a la forme d'une sphère uniformément bombardée et que les électrons secondaires ne se meuvent que radialement, ce qui permettra de tenir compte de la répartition de la charge dans l'espace et de pousser le calcul plus loin. Nous pourrions définir une densité d'émission (ou de bombardement, ce qui revient au même, au coefficient d'émission secondaire près) à partir de laquelle la charge d'espace est prépondérante pour le mouvement des électrons secondaires.

1.4.3. CAS DE LA SYMÉTRIE SPHÉRIQUE. VALEUR DE LA CHARGE D'ESPACE ET DU POTENTIEL QUI EN RÉSULTE POUR DE FAIBLES DENSITÉS DE BOMBARDEMENT. COURANT LIMITE POUR LEQUEL LA CHARGE D'ESPACE CRÉE UN POTENTIEL DE 1 V. — Nous considérons le cas où nous avons une sphère émettant des électrons secondaires d'une façon uniforme sur toute sa surface et positive par rapport aux limites de l'espace. Nous admettons que le mouvement des électrons est uniquement radial, et soit U_0 le potentiel de cette sphère et r_0 son rayon. Étudions le mouvement des électrons en l'absence de charge d'espace. Le potentiel sera

$$U = U_0 \frac{r_0}{r} = \frac{U_0}{x}, \quad x = \frac{r}{r_0}$$

en introduisant un rayon réduit x . L'énergie cinétique d'un électron est, en un point de l'espace,

$$\frac{mv_e^2}{2} = C - e \frac{U_0}{x}.$$

Spécialement au point d'éjection $x = 1$, cette énergie est

$$\frac{mv_e^2}{2} = -e U_e = C - e U_0, \quad C = -e (U_e - U_0),$$

ce qui fixe la valeur de la constante. On trouve donc pour la vitesse

$$v = \sqrt{\frac{-2e}{m} U_0 \left(\frac{U_e}{U_0} - 1 + \frac{1}{x} \right)}.$$

On voit que l'électron qui rebrousse chemin en x a pour potentiel d'éjection

$$U_e = \left(1 - \frac{1}{x} \right) U_0.$$

La charge d'espace ρ en un point où il y a une

densité de courant j d'électrons animés d'une vitesse v est

$$\varphi = \frac{j}{v}.$$

Comme le flux est radial, on peut écrire que la densité de courant à une distance r pour une certaine vitesse d'électrons est

$$dj = dj_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 = \frac{1}{x^2} dj_0$$

si

$$dj_0 = j_0 \frac{dU_e}{U_m}$$

était leur densité à l'émission, en supposant naturellement que le point considéré est susceptible d'être atteint par ces électrons. On trouve ainsi pour la charge d'espace en un point x

$$\varphi(x) = \int \frac{j_0}{x} \frac{dU_e}{U_m} \frac{1}{\sqrt{\frac{-2e}{m} \left(\frac{U_e}{U_0} - 1 + \frac{1}{x} \right)}},$$

l'intégrale est à étendre à toutes les vitesses d'éjection U_e qui fournissent des électrons susceptibles de traverser la coordonnée x ; ceux qui rebroussement chemin et traversent donc cette coordonnée dans les deux sens doivent être pris deux fois. On obtient ainsi

$$\begin{aligned} \varphi(x) &= \frac{j_0}{x^2 \sqrt{\frac{-2e}{m} U_0}} \frac{U_0}{U_m} \varepsilon \\ &\times \left\{ 2 \int_{\frac{U_m}{U_0} - 1}^1 \frac{1}{x} + \int_1^{\frac{U_m}{U_0}} \frac{d \frac{U_e}{U_0}}{\sqrt{\frac{U_e}{U_0} - 1 + \frac{1}{x}}} \right\} \\ &= \frac{2j_0}{x^2 \sqrt{\frac{-2e}{m} U_0}} \frac{U_0}{U_m} \left(\frac{1}{x} + \sqrt{\frac{U_m}{U_0} - 1 + \frac{1}{x}} \right). \end{aligned}$$

Nous n'avons plus qu'à calculer le potentiel produit par un nuage d'électrons ayant cette répartition de charges.

C'est encore la formule de Poisson que nous allons utiliser, avec cette fois un élément de volume

$$dV = 4\pi r^2 dr$$

et le potentiel, calcul naturellement au centre de la sphère, sera

$$U = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \int_{r_0}^R \frac{\varphi dr}{r} = \frac{r_0^2}{\varepsilon} \int_{x=1}^{x_C} \varphi(x) dx,$$

où x_C désigne le rayon réduit du collecteur. Il vient

$$U = \frac{2j_0}{\sqrt{\frac{-2e}{m} U_0}} \frac{U_0}{U_m} \frac{r_0^2}{\varepsilon} \left[\int_1^{x_C} \frac{dx}{x} + \sqrt{\left(\frac{U_m}{U_0} - 1 \right) + \frac{1}{x}} \right].$$

Le premier terme du crochet donne à l'intégrale la contribution

$$\int_1^{x_C} x^{-\frac{3}{2}} dx = 2 \left(1 - \frac{1}{\sqrt{x_C}} \right)$$

et le second

$$\begin{aligned} &\int_1^{x_C} \sqrt{\left(\frac{U_m}{U_0} - 1 \right) + \frac{1}{x}} \frac{dx}{x^2} \\ &= -2 \sqrt{\left(\frac{U_m}{U_0} - 1 \right) + \frac{1}{x_C}} + 2 \sqrt{\frac{U_m}{U_0}} + \frac{2}{\sqrt{\frac{U_m}{U_0} - 1}} \\ &\times \left(\operatorname{arsh} \sqrt{\left(\frac{U_m}{U_0} - 1 \right) x_C} - \operatorname{arsh} \sqrt{\frac{U_m}{U_0} - 1} \right) \end{aligned}$$

après une simple intégration par parties. En additionnant les deux expressions trouvées et en les reportant dans l'expression de U , on trouve, en passant à la limite $x_C \rightarrow \infty$

$$\begin{aligned} \lim_{x_C \rightarrow \infty} U &= \frac{4j_0}{\sqrt{\frac{-2e}{m} U_0}} \frac{U_0}{U_m} \frac{r_0^2}{\varepsilon} \\ &\times \left[1 + \sqrt{\frac{U_m}{U_0} - 1} - \sqrt{\frac{U_m}{U_0} - 1} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\sqrt{\frac{U_m}{U_0} - 1}} \log 2 \sqrt{\left(\frac{U_m}{U_0} - 1 \right) x_C} \right] \end{aligned}$$

pour un collecteur éloigné. Ici la densité d'émission j_0 n'est autre que la densité incidente j_B de bombardement multipliée par le coefficient d'émission secondaire η

$$j_0 = j_B \eta.$$

Si l'on veut que le potentiel créé par le nuage des électrons secondaires soit inférieur à U , on obtient ainsi une valeur limite pour la densité de bombardement

$$\begin{aligned} j_B &= \frac{U}{4\eta} \sqrt{\frac{-2e}{m} U_0} \frac{U_m}{U_0} \frac{\varepsilon}{r_0^2} \sqrt{\frac{U_m}{U_0} - 1} \\ &\times \frac{1}{\log 2 \sqrt{\left(\frac{U_m}{U_0} - 1 \right) x_C}}, \end{aligned}$$

car on peut encore négliger les trois premiers termes

du crochet devant le dernier qui croît comme $\frac{1}{\gamma} \log x_c$ pour les valeurs usuelles qui sont par exemple :

$$\gamma_1 = 2, \quad U_m = 2 \text{ V}, \quad U_0 = 1 \text{ V};$$

$$r_0 = 5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}, \quad x_c = \frac{r_c}{r_0} = 100.$$

On trouve alors pour $U = 1 \text{ V}$ une densité de bombardement limite de l'ordre de

$$j_B = 2 \cdot 10^{-4} \text{ A/cm}^2 = 2 \text{ }\mu\text{A/mm}^2$$

qui est naturellement déjà une valeur beaucoup trop grande pour la pratique, car il y a déjà redistribution pour des potentiels de charge d'espace atteignant 1 V, dans le cas ordinaire d'un iconoscope par exemple, où l'aire de bombardement ne se charge qu'à U_0 qui est aussi de l'ordre de 1 V.

En revanche il est naturel de penser que lorsqu'on fait régner à la surface de l'isolant un champ électrostatique E pour extraire les électrons secondaires, ce qui permet à l'aire bombardée de se charger à un potentiel de l'ordre de

$$U_c = Ed,$$

d étant le diamètre de cette aire, on peut aller pour le potentiel U dû à la charge d'espace jusqu'à une valeur représentant déjà une certaine fraction de ce potentiel U_c . On voit que le moyen de charger la surface avec un courant plus élevé est d'y faire régner en permanence un champ E qui élève le potentiel auquel on peut charger la surface.

Pour de fortes densités de bombardement, on a calculé directement la distribution de potentiel au-dessus d'un isolant émettant des électrons secondaires en fonction de la charge d'espace dans une publication antérieure [13]. On a traité le cas de deux plans métalliques parallèles, l'isolant recouvrant l'un d'eux, et le cas de deux sphères métalliques concentriques, le diélectrique enrobant la plus petite. Ces calculs, donnent une bonne confirmation des résultats déjà acquis en précisant les limites supérieures des potentiels de charge d'espace et montrent que les calculs de ce paragraphe constituent la meilleure approche du problème.

1.5. Effets dus à la charge d'espace lors de l'analyse d'un relief de potentiel par un faisceau à électrons lents.

Les expériences acquises avec des tubes à mémoire où les charges sont enlevées par un faisceau analyseur à électrons lents montrent que si l'on élève par trop le courant du faisceau d'analyse, le signal de sortie

utile décroît, les charges n'étant plus enlevées que si elles dépassent un niveau donné.

Cet effet est évidemment dû à la charge d'espace présente dans le faisceau d'analyse, et qui est particulièrement importante au point où les électrons, ralentis, passent par la vitesse 0 avant de rebrousser chemin. En effet, cette charge abaisse le potentiel et les électrons rebroussent chemin plus tôt que ne l'aurait fait un électron isolé. Ainsi seules les charges les plus grandes déposées sur la cible donnent des reliefs de potentiel suffisants pour être encore atteints par les électrons et les charges les plus faibles ne sont plus enlevées, ce qui limite la sensibilité d'analyse.

Pour obtenir l'ordre de grandeur de l'effet, nous allons faire le calcul en supposant que tous les électrons du faisceau d'analyse ont la même vitesse, ce qui est plausible, car l'étalement des vitesses du faisceau sur les vitesses thermiques d'émission ne peut que diluer le phénomène.

Examinons le cas où les électrons arrivent perpendiculairement aux équipotentiels. L'équation de Poisson est

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = - \frac{\rho}{\epsilon}$$

où la charge d'espace est

$$\rho = \frac{2j}{\sqrt{\frac{-2e}{m} U}},$$

le facteur 2 étant placé en raison du fait que chaque électron contribue autant à l'aller qu'au retour à la charge d'espace. En multipliant l'équation différentielle par $2 \frac{dU}{dx}$ et en intégrant, on trouve

$$\left(\frac{dU}{dx}\right)^2 = \frac{8j}{\epsilon \sqrt{\frac{-2e}{m}}} \sqrt{U} + E^2.$$

La constante d'intégration E^2 n'est naturellement que le carré du champ E qui règnerait dans l'espace s'il n'y avait pas de charge d'espace (ou de densité de courant j). C'est, par exemple,

$$E = \frac{U_g}{H}$$

si le champ qui ralentit les électrons d'analyse est créé par un grillage à un potentiel U_g placé à une distance H . En se servant des grandeurs réduites

$$\frac{U}{U_g} = u, \quad \frac{x}{H} = \zeta,$$

on peut placer l'équation différentielle sous la forme

$$\left(\frac{du}{d\zeta}\right)^2 = 1 + \alpha \sqrt{u},$$

où la constante

$$\alpha = \frac{8jH^2}{\varepsilon U_g \sqrt{\frac{-2e}{m}} U_g}$$

est sans dimension physique. On peut séparer les variables

$$d\zeta = \frac{du}{\sqrt{1 + \alpha \sqrt{u}}} = \frac{2}{\alpha} \left(\sqrt{1 + \alpha \sqrt{u}} - \frac{1}{\sqrt{1 + \alpha \sqrt{u}}} \right) d\sqrt{u}.$$

L'intégration entre les limites $u = 0$ et $u = 1$, c'est-à-dire entre le point de rebroussement et le grillage, donne le chemin effectivement parcouru par les électrons. C'est

$$1 - \zeta_r = \frac{1}{z^2} \left[\frac{1}{3} (1 + z)^{\frac{3}{2}} - \frac{1}{3} - (1 + z)^{\frac{1}{2}} + 1 \right],$$

ζ_r étant l'abscisse réduite du point de rebroussement et 1 celle du grillage.

Nous allons développer cette expression en série pour de petites valeurs de α , afin de voir quelle est la différence de trajectoire des électrons lorsque la charge d'espace commence à exercer son influence. En se servant du développement binomial de Newton, il vient

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} \zeta_r = \frac{\alpha}{3} = \frac{8}{3} \frac{jH^2}{\varepsilon U_g \sqrt{\frac{-2e}{m}} U_g}.$$

Par exemple, pour $j = 4,10^{-6}$ A/mm², $L = 0,2$ cm, $U_m = 64$ V, il vient

$$\zeta_r = \frac{1}{64},$$

soit un décollement correspondant à un potentiel de 1 V.

On doit remarquer ici que le calcul a été fait dans des conditions particulièrement sévères, en admettant que le faisceau avait une section infinie. Cependant, si l'on considère que les reliefs de charges peuvent très bien, dans certains tubes à mémoire, n'être que de l'ordre de $1/10^6$ de volt, on voit que cet effet peut très bien intervenir et explique la diminution du signal observé pratiquement lors d'une augmentation excessive du courant d'analyse.

1.5.1. ANALYSE PAR ÉLECTRONS LENTS SOUS INCIDENCE OBLIQUE. — Une autre question que nous devons encore examiner et qui est très liée à celle-ci est le phénomène qui se passe lors de

l'analyse à électrons lents sous incidence oblique. Dans certains tubes il peut être indiqué, soit par raison de commodité de construction, notamment dans des tubes à deux canons, soit pour des raisons de collection des électrons secondaires, de placer le canon d'analyse à électrons lents hors de l'axe de la cible. Les électrons de lecture ont alors une incidence rasante. Commençons donc par examiner la trajectoire d'un électron de lecture qui est ralenti au voisinage de la cible sous une incidence oblique.

Considérons la zone où s'effectue le ralentissement du faisceau d'analyse et supposons que le potentiel y décroisse linéairement, d'une valeur U_0 sur une longueur L . On aura

$$t = t_0 \left(1 - \frac{z}{L} \right)$$

si z est la coordonnée dans l'axe. Le mouvement de l'électron est donné par

$$z = z_0 t - \frac{1}{2} \frac{u_0}{L} t^2, \quad r = r_0 t,$$

où

$$u_0 = - \frac{2e}{m} U_0$$

représente le carré de la vitesse de l'électron au début du mouvement et où z_0 et r_0 désignent les vitesses initiales de l'électron suivant les coordonnées axiale z et radiale r , à son entrée dans la zone de freinage. On a évidemment

$$u_0 = r_0^2 + z_0^2 = z_0^2 (1 + \alpha^2) \quad \left(\alpha = \frac{r_0}{z_0} \right).$$

Le point de rebroussement est donné par

$$z' = z_0 - \frac{1}{2} \frac{u_0}{L} t = 0, \quad t_R = \frac{2L}{U_0} z_0, \\ z_R = \frac{L}{u_0} z_0^2 = \frac{L}{1 + \alpha^2}$$

et le potentiel atteint par l'électron à l'apogée de sa trajectoire correspond à

$$u_R = u_0 \left(1 - \frac{z_R}{L} \right) = u_0 \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} \sim u_0 \alpha^2 \quad (\alpha^2 \ll 1).$$

A ce moment l'électron a une vitesse dirigée tangentiellement aux équipotentielles, qui est de

$$r' = r_0 = \alpha z_0 = \frac{\alpha}{\sqrt{1 + \alpha^2}} \sqrt{u_0} \cong \alpha \sqrt{u_0}$$

et dont le carré

$$r'^2 \cong u_0 \alpha^2 = u_R$$

correspond au potentiel atteint par l'électron à l'apogée de sa trajectoire.

Une première conséquence du fait que les électrons qui ont une incidence oblique par rapport à la direction du champ électrique rebroussement chemin plus tôt que ceux qui arrivent perpendiculairement aux équipotentielles, est donc d'introduire une limitation pour l'angle solide utilisable qu'embrasse le faisceau, c'est-à-dire pour la pupille dans la lentille de concentration. Considérons tout d'abord un faisceau arrivant perpendiculairement sur la cible, et soit $\Delta\alpha$ l'angle formé au départ par les trajectoires

le faisceau a un angle d'ouverture total de $2\Delta\alpha$. En effet, si $\Delta\alpha$ était plus grand, les rayons marginaux rebroussement chemin avant même d'avoir touché le relief de charges, même au début de l'opération d'effacement, et seraient donc parfaitement inutiles.

Considérons maintenant un faisceau d'analyse arrivant obliquement sous un angle α dans la zone où les électrons sont ralentis. Une seconde conséquence du fait que les électrons qui ont une incidence oblique par rapport au champ électrique rebroussement chemin plus tôt que ceux qui arrivent perpendiculairement aux équipotentielles, est d'introduire une limitation de l'angle sous lequel on peut introduire le faisceau dans la zone où les électrons sont ralentis. En effet, ainsi qu'il est représenté à la figure 24 b, les trajectoires des électrons constituant le faisceau s'étagent dans la zone où la cible doit être analysée sur des différences de potentiels de l'ordre de

$$d(x_2 U) = 2\alpha \Delta\alpha U$$

par rapport à la trajectoire centrale, si le faisceau est amené à un potentiel d'origine U sous l'angle α avec une ouverture $2\Delta\alpha$. Si l'on veut encore faire analyser d'une façon utile par tous les électrons du faisceau des reliefs de potentiel de l'ordre de ΔV , il faut naturellement qu'entre les trajectoires extrêmes des deux bords du faisceau il n'y ait pas de différence de potentiel supérieure à

$$\frac{1}{2} 2\alpha \Delta\alpha U = \Delta V.$$

On voit que c'est maintenant le produit $\alpha\Delta\alpha$ qui est limité, ou que, si l'on travaille avec la même ouverture du faisceau que dans le cas de l'incidence perpendiculaire, la densité de faisceau apparente pour la lecture est diminuée d'un facteur $\frac{4\alpha}{\Delta\alpha}$ pour le même relief de charges.

Que la densité de courant utile pour la lecture soit diminuée ne veut pas forcément dire que la définition soit diminuée. Pour un relief de charge donné, c'est la vitesse de lecture qui est diminuée, si l'on passe de l'incidence perpendiculaire à l'incidence oblique. Ou également, à vitesse de lecture égale, c'est la hauteur du relief de charges analysable qui est diminuée. Mais la définition de lecture pour les faibles signaux reste toujours la même, à savoir celle du faisceau lecteur. En effet, lorsque le faisceau est passé, on ne lit plus rien, la charge n'est plus modifiée.

Ainsi, on voit que l'incidence oblique a pour effet de limiter, pour un faisceau donné, le relief de charge ou la vitesse de lecture. Toutefois, pour un grand nombre d'applications, où le relief de charges

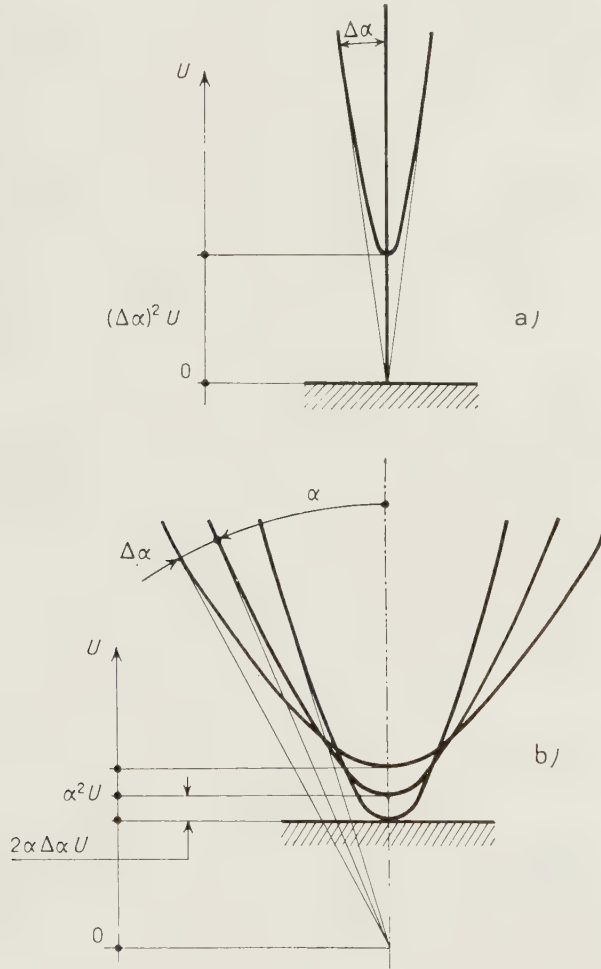


Fig. 24. — Trajectoires des électrons ralentis au voisinage de la cible : a. si le faisceau arrive perpendiculairement; b. s'il a une incidence oblique.

des électrons marginaux du faisceau avec l'axe de celui-ci ainsi qu'il est représenté à la figure 24 a. Si l'on veut analyser des reliefs de potentiel d'une certaine grandeur V , il faut que l'on ait encore

$$(\Delta\alpha)^2 U = \Delta V$$

si U est la tension d'origine des électrons, à laquelle

ou la vitesse de lecture n'imposent pas des conditions draconiennes, la lecture par électrons lents avec incidence oblique peut être très bien utilisée, si l'on désire profiter des facilités qu'elle apporte, soit pour la collection séparée du faisceau réfléchi, soit pour la construction pratique du dispositif.

1.5.2. ÉLARGISSEMENT DU FAISCEAU D'ANALYSE PAR RÉPULSION MUTUELLE DES ÉLECTRONS AUX FAIBLES VITESSES. — Il convient encore d'examiner si, au moment où l'on ralentit les électrons, la répulsion entre eux n'est pas telle que le faisceau d'analyse ne s'élargisse d'une façon gênante.

Considérons encore la zone où s'effectue le ralentissement du faisceau d'analyse et où le potentiel décroît linéairement d'une valeur U_1 à 0 sur une longueur L

$$U = U_1 \frac{z}{L},$$

z étant la coordonnée axiale, dont l'origine est au point où l'électron a la vitesse 0.

Le mouvement de l'électron est alors donné par l'équation de Newton

$$m\ddot{z} = e \left(- \frac{dU}{dz} \right) = - e \frac{U_1}{L},$$

d'où l'on tire

$$\dot{z} = \dot{z}_e - \frac{e}{m} \frac{U_1}{L} t,$$

$\dot{z}_e$ étant la vitesse d'entrée de l'électron dans la zone considérée en L , soit pratiquement, comme le faisceau est mince et les trajectoires peu inclinées sur l'axe au début

$$\dot{z}_e = - \sqrt{\frac{-2e}{m} U_1}$$

et le temps étant compté depuis l'instant où l'électron entre dans la zone de freinage.

Le temps mis par l'électron pour couvrir la distance L et atteindre la vitesse $\dot{z} = 0$ est donc

$$t_R = \frac{\dot{z}_e}{\frac{e}{m} \frac{U_1}{L}} = 2 \frac{L}{\sqrt{\frac{-2e}{m} U_1}}.$$

La coordonnée de l'électron est donnée par une nouvelle intégration

$$z = L - \dot{z}_e t - \frac{e}{m} \frac{U_1}{L} \frac{t^2}{2},$$

équation qu'on peut mettre sous la forme

$$\frac{z}{L} = \left(1 - \frac{t}{t_R} \right)^2.$$

La charge d'espace comprise dans le faisceau par unité de longueur est

$$q = - \frac{i}{v},$$

v étant la vitesse des électrons au point considéré, soit

$$v = \sqrt{\frac{-2e}{m} U} = \sqrt{\frac{-2e}{m} U_1} \frac{z}{L}.$$

Cette charge produit un champ électrique radial d'intensité

$$E_r = - \frac{i}{v} \frac{1}{2\pi\epsilon_0 r},$$

r étant le rayon de la section du faisceau. Si l'on admet que les électrons ont tous des trajectoires paraboliques qui convergent vers le point $z = 0$, ce rayon r est donné par

$$\frac{r}{r_1} = \sqrt{\frac{z}{L}},$$

r_1 étant le rayon du faisceau au départ. La force radiale agissant sur un électron du faisceau situé sur son bord extérieur sera alors

$$e E_r = m \frac{d^2 \Delta r}{dt^2},$$

Δr indiquant la déviation de l'électron le plus extérieur du faisceau de sa trajectoire idéale. C'est

$$\frac{d^2 \Delta r}{dt^2} = - \frac{e}{m} \frac{i}{2\pi\epsilon_0 r_1 \sqrt{\frac{-2e}{m} U_1}} \frac{L}{z} = \frac{1}{t_R^2} \frac{d^2 \Delta r}{d\tau^2}$$

en introduisant un temps réduit

$$\tau = \frac{t}{t_R}.$$

On a alors

$$\frac{d \Delta r}{d\tau} = \frac{1}{\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{-2e}{m}}} \frac{L^2}{r_1} \frac{i}{U_1^{3/2}} \int_0^\tau \frac{d\tau}{(1-\tau)^2},$$

d'où l'on tire par intégration

$$\frac{\Delta r}{r_1} = \frac{1}{\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{-2e}{m}}} \frac{L^2}{r_1^2} \frac{i}{U_1^{3/2}} \int_0^\tau \frac{\tau d\tau}{1-\tau}.$$

La dernière intégrale a pour valeur $\tau - \ln(1-\tau)$. Si l'on ralentit par exemple le faisceau jusqu'à

un potentiel U_2 au point de coordonnée z_2 on aura et

$$\frac{z_2}{L} = \frac{U_2}{U_1} = (1 - \tau_2)^2;$$

$$1 - \tau_2 = \sqrt{\frac{U_2}{U_1}}, \quad \tau_2 = 1 - \sqrt{\frac{U_2}{U_1}},$$

et l'élargissement du faisceau en ce point sera donné par

$$\frac{\Delta r_2}{r_1} = \frac{1}{\pi \varepsilon_0 \sqrt{\frac{-2e}{m}}} \frac{L^2}{r_1^2} \frac{i}{U_1^{\frac{3}{2}}} \left(-1 + \sqrt{\frac{U_2}{U_1}} - \ln \sqrt{\frac{U_2}{U_1}} \right).$$

La parenthèse est toujours positive. Elle diverge pour $U_2 = 0$. Elle a une valeur voisine de 1 pour

$$\frac{U_2}{U_1} = e^{-1} = \frac{18,5}{1000}.$$

Pour cette valeur de U_2 , calculons l'élargissement correspondant aux faisceaux que nous employons, c'est-à-dire pour lesquels

$$i = 10^{-6} \text{ A}, \quad U_1 = 1000 \text{ V}, \quad U_2 = 18,5 \text{ V},$$

$$L = 15 \text{ cm}, \quad r_1 = 0,5 \text{ mm},$$

$$\frac{1}{\pi \varepsilon_0 \sqrt{\frac{-2e}{m}}} = 6,10^4 \text{ V}^{\frac{3}{2}}/\text{A}.$$

Il vient

$$\frac{\Delta r_2}{r_1} = \frac{2}{10}, \quad \Delta r_2 = 0,1 \text{ mm}.$$

On voit donc qu'il n'y a pas d'élargissement notable en raison de la charge d'espace lorsqu'on ralentit un faisceau de ce genre de 1000 à 18 V.

Pour les potentiels encore plus faibles, il convient de considérer que le faisceau a une section finie en réalité et ne converge pas vers un point mathématique comme nous l'avions admis pour simplifier le calcul.

Considérons donc un faisceau cylindrique de diamètre constant $2r_1$ ralenti de U_1 à 0 V. Dans l'expression de la force développée précédemment, le rayon r ne varie plus avec z et l'on a

$$\frac{d^2 \Delta r}{dt^2} = - \frac{e}{m} \frac{i}{2 \pi \varepsilon_0 r_1 \sqrt{\frac{-2e}{m}} U_1} \sqrt{\frac{L}{z}} = \frac{1}{t_R^2} \frac{d^2 \Delta r}{d\tau^2}$$

ou

$$\frac{d \Delta r}{d\tau} = \frac{1}{\pi \varepsilon_0 \sqrt{\frac{-2e}{m}}} \frac{L^2}{r_1} \frac{i}{U_1^{\frac{3}{2}}} \int_0^\tau \frac{d\tau}{1 - \tau}$$

$$\frac{\Delta r_1}{r_1} = \frac{1}{\pi \varepsilon_0 \sqrt{\frac{-2e}{m}}} \frac{L^2}{r_1^2} \frac{i}{U_1^{\frac{3}{2}}} \int_0^\tau \ln(1 - \tau) d\tau.$$

L'intégrale est égale à $\tau - (1 - \tau) \ln(1 - \tau)$, expression qui tend vers 1 lorsque τ tend vers 1, c'est-à-dire lorsque l'électron atteint la vitesse 0. L'élargissement relatif maximum du pinceau est donc donné par le facteur devant l'intégrale. En pratique on peut avoir les valeurs suivantes :

$$i = 10^{-6} \text{ A}, \quad U_1 = 30 \text{ V}, \quad L = 1 \text{ mm}, \quad r_1 = 0,5 \text{ mm},$$

ce qui donne

$$\frac{\Delta r}{r_1} = 0,14.$$

On voit que lorsque les électrons atteignent la vitesse 0, l'élargissement du pinceau n'est pas considérable.

CONCLUSION.

Dans cette partie théorique, nous avons d'abord montré à quel potentiel il était possible de charger un isolant par émission secondaire, en fonction de la définition désirée, d'un champ extracteur éventuel et en l'absence de charge d'espace. Ces considérations sont donc valables pour des faisceaux peu intenses, comme ceux dus aux photoélectrons par exemple, et donnent dans le cas de forts faisceaux les limites supérieures théoriques de charge.

Dans le cas de faisceaux intenses, nous avons réussi à déterminer l'ordre de grandeur de la charge d'espace et du potentiel auquel elle se trouve. Nous avons trouvé que cette charge d'espace peut être très diminuée si l'on maintient à la surface de l'isolant un fort champ électrique qui éloigne les électrons secondaires aussitôt qu'ils sont émis. Nous avons donné l'ordre de grandeur de la densité de bombardement encore admissible pour un champ extracteur donné, si l'on ne veut pas que la charge d'espace empêche le diélectrique de se charger au potentiel qu'il peut théoriquement atteindre.

Nous avons encore montré comment la charge d'espace d'un faisceau d'analyse à électrons lents pouvait amener celui-ci à se décoller de la surface à analyser et étudié la perte de densité apparente qui résulte de l'incidence oblique dudit faisceau.

Nous pensons avoir ainsi éclairci certaines des limites théoriques du dépôt d'informations sous forme de charges sur des isolants.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] H. SALOW, *Ueber den Sekundäremissions faktor elektronen bestrahlter Isolatoren* (Z. tech. Phys., 1940).
- [2] H. HINTERBERGER, *Ueber Sekundärelektronenemission und Aufladeerscheinungen von Isolatoren* (Z. Physik, 1939).
- [3] H. L. HEYDT, *Measurements of Secondary Electron Emission From Dielectric Surfaces* (Rev. Sc. Instr., vol. 21, n° 7, July 1950, p. 639).
- [4] MAC KAY, *Pulse Method for Determining Energy Distribution of Secondary Electrons from Insulators* (J. Appl. Phys., vol. 22, n° 1, January 1951).
- [5] M. KNOLL et B. KAZAN, *Storage Tubes and Their Basic Principles*, John Wiley and Sons, Inc. New-York, 1952.
- [6] V. K. ZWORYKIN et G. A. MORTON, *Television*, John Wiley and Sons, Inc. New-York, 1946.
- [7] E. T. WHITTAKER, *A Treatise on the Analytical Dynamics of Particles and Rigid Bodies*, Dover Publications, New-York, 1944.
- [8] MAGNUS OBERHETTINGER, *Die speziellen Funktionen der mathematischen Physik*.
- [9] R. SANGER, *Ballistische Störungsrechnung*, Zurich et Bâle, 1949.
- [10] R. BARTHÉLEMY, *Contribution à l'étude des électrons secondaires* (Onde Électr., t. 285, 1950, p. 504).
- [11] R. BARTHÉLEMY, *Contribution à l'étude des analyseurs électroniques*, Éditions L. E. P. S., Paris (2°).
- [12] H. SALOW, *Winkelabhängigkeit der Sekundärelektronenemission von Isolatoren* (Phys. Z., t. 41, 1940, t. 19, p. 434).
- [13] M. BARBIER, *Équilibre entre une charge d'espace, un diélectrique émettant des électrons secondaires et une enceinte à potentiel fixe* (Ann. Radioélectr., t. 7, 1952, p. 61).
- [14] K. R. SPANGENBERG, *Vacuum Tubes* (Mac Graw Hill Book Co., New-York, 1948, p. 181).
- [15] I. LANGMUIR, *The Effect of Space Charge and Initial Velocities on the Potential Distribution and Thermoionic Current between Parallel Plane Electrodes* (Phys. Rev., vol. 21, 1923, p. 419).
- [16] I. LANGMUIR et COMPTON, *Electrical Discharges in Gases*, Part. II (Rev. Mod. Physics, vol. 13, April 1931, p. 191).
- [17] I. LANGMUIR et K. BLODGETT, *Current Limited by Space Charge between Concentric Spheres* (Phys. Rev., vol. 24, 1924, p. 49).
- [18] M. BARBIER, *Calcul pratique des aberrations dans les systèmes centrés de l'optique électronique* (Ann. Radioélectr., t. 8, 1953, p. 111).
- [19] M. BARBIER, *Eine Näherungsmethode zur Bildfehlerberechnung der Elektronenoptik*, Dissertation Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, 1951.
- [20] E. MADELUNG, *Die mathematischen Hilfsmittel des Physikers*.
- [21] W. GLASER, *Grundlagen der Elektronenoptik*, Springer, Vienne, 1952.

DEUXIÈME PARTIE

INTRODUCTION.

Cette seconde partie décrit les expériences réalisées au cours des travaux dont les résultats ont été exposés dans la première partie de l'étude. Comme dans toute investigation nouvelle, ces expériences avaient pour but de mettre en évidence des phénomènes de base et de contrôler les idées acquises plutôt

que d'effectuer des mesures d'une grande précision.

Nous avons commencé par observer les électrons secondaires au moyen d'un collecteur perforé, après leur arrivée sur ce collecteur, de manière à obtenir un ordre de grandeur de leur vitesse d'arrivée. Puis, des essais de charge de l'isolant par équilibre avec le collecteur ont été réalisés en modifiant le potentiel de la base métallique supportant l'isolant. On obtenait ainsi un contrôle des potentiels d'équilibre

et des lois de charge pour les différentes configurations étudiées dans la partie théorique.

Pour examiner le mouvement des électrons autour du point d'impact d'un faisceau mince, nous avons construit ensuite un tube où la métallisation de la face postérieure de l'isolant était divisée en deux parties juxtaposées pour pouvoir observer la variation du courant de charge lors du passage du faisceau sur la limite des deux domaines.

Des tubes dans lesquels un grillage à mailles fines placé parallèlement à la surface de l'isolant y faisait régner un fort champ extracteur furent ensuite construits pour examiner le dépôt des charges dans ces conditions et l'enlèvement de ces charges par électrons ralentis.

Enfin des tubes sans grillage, dans lesquels le champ extracteur était produit par des lentilles électroniques entourant la cible, furent développés pour inscription par électrons rapides et analyse en télévision par électrons lents. Ils permirent d'observer à l'œil nu une image de la charge d'espace entourant le point d'impact d'un faisceau d'électrons rapides, et de voir à partir de quelles intensités du faisceau il devenait gênant. Les ordres de grandeur des intensités de courant limite à ne pas dépasser pour ne pas être gêné par la charge d'espace, que nous avons calculée dans la partie théorique, furent ainsi mesurés expérimentalement.

1. ÉTUDE DES VITESSES DES ÉLECTRONS SECONDAIRES A LEUR ARRIVÉE SUR UN COLLECTEUR ET ESSAIS DE MODULATION AVEC UN COLLECTEUR ÉLOIGNÉ.

La première série d'expériences avait pour but d'étudier les vitesses des électrons secondaires, en

particulier la vitesse d'arrivée sur le collecteur et si possible de faire un essai de modulation pour voir comment se chargeait la surface avec collecteur éloigné.

A cet effet, furent construits des tubes d'un type représenté schématiquement sur la figure 25.

1.1. Constitution du tube.

Le tube comprend :

- un canon donnant un faisceau d'électrons de 1 kV;
- une feuille isolante mince, bombardée par les électrons, supportée par une base métallique;
- un collecteur d'électrons secondaires;
- un grillage formant blindage électrostatique entre la surface et le collecteur, et situé en dehors du trajet des électrons incidents.

Le canon était un canon ordinaire d'oscillographe de série qui pouvait donner un courant de 1 à 10 μ A sur une section de 1 mm² sur la cible. La cible était une feuille de mica clivé de 15 μ d'épaisseur, dorée sur sa face postérieure et maintenue contre la base métallique par serrage mécanique. Le collecteur était une pièce métallique en forme d'anneau ou de cylindre située à une certaine distance de la cible. Le grillage servant de blindage électrostatique avait une forme conique. Il entourait le cône balayé par les électrons, et était formé de fils métalliques d'une fraction de millimètre de section et distants de plusieurs millimètres, de sorte que la transparence était pratiquement voisine de 1.

Cette construction permettait tout d'abord de mesurer les vitesses d'arrivée des électrons secondaires à travers les mailles de la grille de blindage

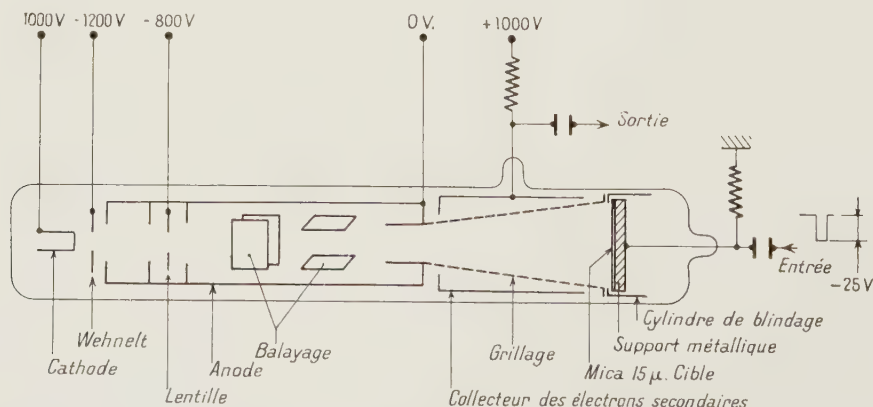


Fig. 25. — Schéma du tube expérimental pour mesure des vitesses des électrons secondaires et essais de charge d'une cible isolante avec collecteur éloigné.

en portant le collecteur annulaire à un potentiel négatif par rapport à la grille jusqu'à extinction du courant recueilli. Ensuite il était également possible, en modulant la cible avec des impulsions négatives et en opérant un balayage de la cible avec le faisceau, d'observer sur les variations du courant secondaire la manière dont la cible se chargeait lorsqu'un champ extracteur fort était brusquement appliqué à la surface de l'isolant.

La figure 26 représente la photographie d'une première version du tube, et la figure 27 reproduit



Fig. 26. — Tube pour la mesure des vitesses des électrons secondaires et essais de charge d'un isolant avec collecteur éloigné.



Fig. 27. — Autre version du tube à grille et collecteur éloigné.

une version améliorée, où l'anneau collecteur a été agrandi de façon à masquer convenablement la surface de verre de l'ampoule afin d'éviter en cours de modulation des effets de charge sur cette dernière.

1.2. Expériences.

1.2.1. MESURES DES VITESSES DES ÉLECTRONS SECONDAIRES PAR LA MÉTHODE DU CHAMP DE FREINAGE. — Le faisceau est maintenu à intensité constante sur un point fixe de la cible isolante. L'anode du canon, le grillage et la plaque portant la cible sont maintenus au même potentiel, qui est le potentiel d'accélération des électrons du faisceau. L'anneau collecteur est par contre porté à un potentiel qu'on peut faire varier et rendre négatif par rapport au grillage. On relève la courbe du courant recueilli sur le collecteur en fonction de la tension de retardement appliquée entre grillage et collecteur. Ainsi le grillage joue pour les électrons secondaires issus de la cible isolante le rôle d'un collecteur virtuel à potentiel constant, et ce n'est que lorsque les

électrons l'ont traversé qu'on en mesure la vitesse. Le fait de porter le collecteur à des tensions de plus en plus négatives par rapport au grillage n'est pas sensiblement ressenti au voisinage de la cible si les mailles du grillage sont sensiblement plus petites que la distance du grillage à la cible et du grillage au collecteur, c'est-à-dire si le grillage est un blindage convenable. Cela peut être atteint même si le brin est tout petit par rapport à la maille, avec des grillages très transparents, car ce n'est que le rapport de la maille à la distance cible-grillage et à la distance grillage-collecteur qui intervient. Dans notre tube, pour des raisons de commodité, la distance collecteur-grillage n'était pas suffisamment grande, de sorte que le collecteur « tirait ». En effet, la surface du mica ayant un potentiel « flottant », il est possible qu'elle se charge plus positivement lorsque le collecteur est très positif, et qu'elle soit ramenée à un potentiel plus négatif lorsque le collecteur est rendu très négatif. Cet effet a pour conséquence d'étaler le domaine de tensions où s'effectue la mesure des vitesses d'arrivée des électrons secondaires par freinage. Il faut donc pour effectuer de bonnes mesures par cette méthode réaliser un écart plus grand entre le collecteur et le grillage.

Les caractéristiques relevées avec les deux tubes des figures 26 et 27 étaient sensiblement identiques. Les courbes relevées pour différentes intensités et différentes sections du faisceau avec le tube de la figure 27 sont représentées sur la figure 28, qui indique également le schéma du branchement des électrodes.

Pour de fortes valeurs positives de la tension anneau, le courant atteint vite une valeur de saturation, égale au courant du faisceau incident. Il décroît graduellement depuis +15 V pour des valeurs de la tension se rapprochant de zéro, en raison de la répartition du courant entre l'anneau et la grille. En effet, pour des valeurs décroissantes de la tension anneau, les électrons secondaires les plus lents qui traversent le grillage sont refoulés vers celui-ci. Il y a lieu de remarquer que seuls les électrons secondaires dont les vitesses d'éjection sont supérieures à la vitesse de partage sont en principe collectés, et que le zéro des tensions portées en abscisse ne correspond pas au zéro des vitesses d'éjection, puisque le potentiel de la surface se place à son potentiel d'équilibre. Le courant s'annule pour une valeur — 20 V de la tension collecteur pour devenir très légèrement négatif et constant lorsqu'on donne à l'anneau des tensions encore plus négatives.

Ceci correspond à des électrons secondaires de très grande vitesse qui ont une énergie comparable

aux électrons incidents et déclenchent à leur tour sur le collecteur une émission secondaire de taux supérieur à 1, ce qui explique l'inversion du courant. Enfin comme dernière observation on doit dire que cette courbe ne varie sensiblement pas si l'on augmente considérablement le courant du faisceau incident ou si l'on fait tomber les électrons sur une zone de 1 cm^2 de la cible au lieu de les concentrer sur une tache de 1 mm^2 .

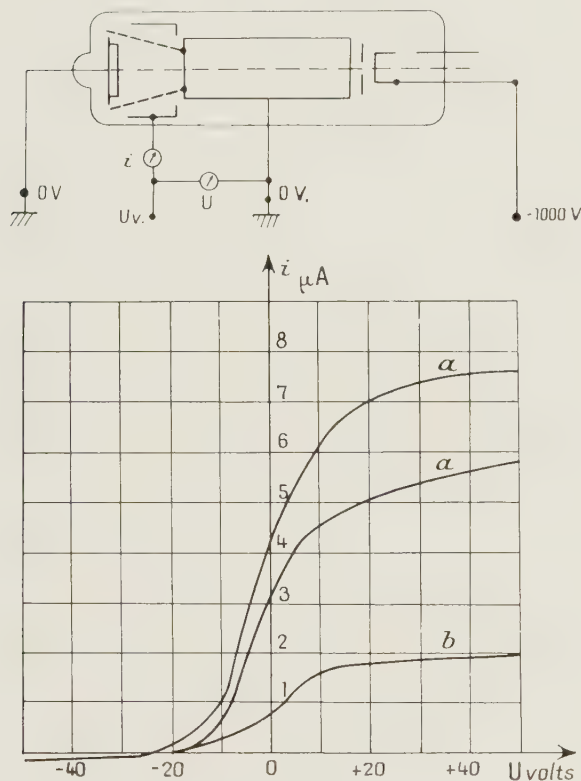


Fig. 28. — Variation du courant d'électrons secondaires recueilli sur le collecteur en fonction de la tension collecteur-grillage pour différentes intensités de bombardement; section du faisceau : a. 1 mm^2 ; b. 1 cm^2 .

De ces observations il est possible de déduire ce qui suit :

— Il existe des électrons secondaires pour des polarisations allant de -10 à $+30 \text{ V}$.

— Le plus grand nombre d'électrons secondaires qui arrivent sur le collecteur semble être pour des polarisations de -10 à $+10 \text{ V}$.

— Les électrons primaires directement réfléchis dans l'isolant, ont des vitesses bien plus grandes, mais ne constituent qu'un très faible pourcentage de l'ensemble.

— La charge d'espace ne semble pas agir sensi-

blement sur les vitesses des électrons secondaires arrivant sur le collecteur puisqu'une augmentation du courant ou une diminution de la section du faisceau reste sans effet sensible, c'est-à-dire excédent 1 V ou 2 . Ce qui veut dire que la charge d'espace au-dessus de la zone d'impact est trop faible pour créer entre cible et collecteur une différence de potentiel de cet ordre, mais ce qui ne veut pas dire qu'il n'y ait pas eu de redistribution d'électrons secondaires sur la cible, puisque nous avons vu dans la partie théorique comment une ceinture de charges négatives sur l'isolant aux environs du point d'impact rétablissait, en présence d'une charge d'espace, des conditions permettant l'échange d'électrons avec le collecteur.

En ce qui concerne la courbe de la figure 28, il est nécessaire de préciser qu'elle ne donne que l'ordre de grandeur des vitesses des électrons secondaires. Ce n'est d'ailleurs uniquement que cet ordre de grandeur qui soit intéressant. La répartition donnée par cette courbe n'est pas exactement celle des vitesses d'éjection des électrons secondaires. En effet, les mesures exactes de répartition de vitesses doivent être faites avec des collecteurs affectant exactement une forme sphérique, afin que les électrons arrivent perpendiculairement à l'électrode destinée à les recueillir. S'ils arrivent sous incidence oblique, ils sont déjà réfléchis par des potentiels inférieurs à ceux correspondant à leur énergie véritable. C'est en réalité pour des raisons de commodité dans la construction mécanique du tube que le collecteur était de forme cylindrique. Il suffisait pour les travaux de mettre en évidence l'intérêt de cette méthode de mesure et de déterminer l'ordre de grandeur des vitesses d'éjection, qui apparaît être nettement supérieur à quelques volts, même si l'on suppose du « tirage » par le collecteur. Ainsi on constate que les électrons secondaires libérés par des électrons primaires à l'intérieur d'un isolant sortent avec des vitesses nettement supérieures à celles des électrons libérés à l'intérieur d'un métal, qui sont mêlés à la masse des électrons libres de conduction et doivent transmettre par choc la plupart de leur énergie à ces derniers. On sait en effet par des mesures précises que les électrons secondaires émis par des métaux ont à peine 1 ou 2 V d'énergie.

Pour effectuer des mesures plus précises des vitesses d'arrivée des électrons secondaires sur le collecteur, il faudrait donner une forme sphérique au grillage et au collecteur pour éliminer tout effet d'angle d'incidence, et éloigner le collecteur du

grillage, en le plaçant à une distance de ce dernier égale à plusieurs fois la maille.

1.2.2. ESSAIS DE CHARGE DE L'ISOLANT AVEC CHAMP EXTRACTEUR. — Un essai de charge de la surface en présence d'un fort champ extracteur fut réalisé avec le même tube. Pour cela ce champ fut appliqué au moyen d'impulsions de polarité négative amenées sur la plaque portant la cible, et le courant secondaire recueilli sur le collecteur fut observé, le faisceau étant promené en cercle sur la cible au moyen d'un balayage synchronisé avec les impulsions. Les circuits d'amenée de l'impulsion et de sortie du courant ont été indiqués schématiquement sur la figure 25.

Le balayage était donc circulaire avec une intensité de faisceau constante et une impulsion de tension — lorsque le faisceau passait en un certain point de la cible — qui portait cette dernière à un potentiel négatif par rapport au grillage. Cette impulsion se renouvelait un tour sur deux. Au moment de l'impulsion, le faisceau chargeait positivement le point où il passait, au tour suivant il n'y avait pas d'impulsion et le faisceau ôtait la charge qu'il avait placée pour recommencer ensuite. L'observation du courant recueilli à travers le grillage sur le collecteur, porté naturellement cette fois à une tension suffisamment positive, permettait de se faire une idée du potentiel auquel « montaient » les points chargés. Or, avec des différences de potentiel entre cible et grillage de 30 V, on n'observe que des variations de courant correspondants à des reliefs de charges de l'ordre de 1 ou 2 V, ce qui correspond au rapport entre l'éloignement du collecteur au grillage (2 cm) et le diamètre du faisceau (1 mm). C'est ce qui nous conduisit à étudier d'une façon théorique plus précise le potentiel d'équilibre atteint par une surface bombardée, pour les différentes configurations dont il a été question dans la partie théorique, et à mettre en évidence, cette fois d'une façon formelle, l'importance du rapport $\frac{d}{D}$ du diamètre du faisceau au diamètre du collecteur, qui est déterminant pour tous les états de charge. Une contre-épreuve expérimentale fut immédiatement possible, en variant le diamètre du cercle sur lequel avait lieu le balayage de la cible. Si l'on augmentait le diamètre de ce cercle, les points balayés étaient plus près du bord de la cible, et l'on voyait l'impulsion de courant monter; en revanche, si on le diminuait, les points balayés s'éloignaient des bords, c'est-à-dire du collecteur, et l'impulsion de courant diminuait. L'expérience était

faite avec des faisceaux portant un courant de l'ordre de plusieurs microampères, donc d'intensité suffisante pour charger la cible bien plus haut, mais générateurs d'une charge d'espace notable, ce qui diminuait naturellement encore la possibilité de charge en entourant la trajectoire parcourue par le faisceau d'une couronne de charges négatives ainsi qu'il a été exposé dans la cinquième configuration étudiée dans la partie théorique.

Pour illustrer ces expériences de charge on reproduit à la figure 29 deux photographies

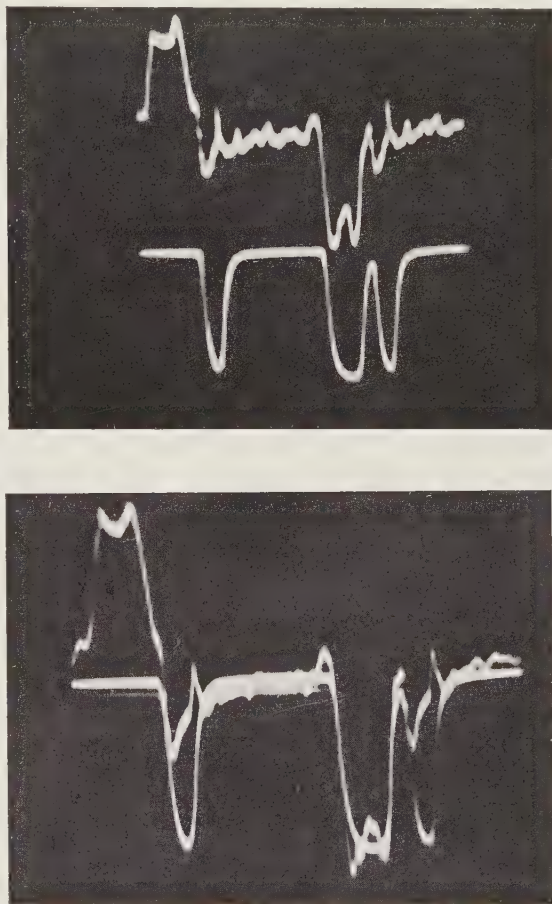


Fig. 29. — Signal de sortie et signal d'entrée pour les essais de charge en impulsions. (Fréquences de balayage circulaire 15 000 c/s, largeur des impulsions 10 et 20 μ s).

typiques prises au cours de cet essai. La première montre simultanément en haut le signal de sortie recueilli sur le collecteur, et en bas le signal d'entrée appliqué sur la base métallique de la cible. La longueur de l'oscillogramme correspond à deux balayages circulaires complets de la cible par le faisceau. On voit régulièrement en haut les variations de courant

résultant du dépôt, puis du retrait de la charge. En bas nous avons en plus de l'impulsion se reproduisant une fois sur deux une impulsion se reproduisant à chaque tour, mais à laquelle ne correspond pas de variation sensible du courant de sortie, les électrons trouvant toujours aux points correspondants de la cible les mêmes conditions de potentiel. La photographie suivante montre avec plus de finesse les deux courbes précédentes superposées.

Dans l'ensemble, ces expériences confirment d'une manière satisfaisante les conclusions des calculs relatifs aux potentiels de charge pour les différentes configurations étudiées dans la partie théorique.

2. OBSERVATION DIRECTE DU PIC DE POTENTIEL SE TROUVANT A L'ENDROIT D'IMPACT DU FAISCEAU LORSQUE CELUI-CI EST EN MOUVEMENT AU MOYEN D'UNE CIBLE DIVISÉE.

2.1. Méthode de mesure.

Dans la première partie il a été établi que la zone d'impact d'un faisceau d'électrons rapides se chargeait à un potentiel U_0 par rapport au voisinage, qui était justement le potentiel de partage des électrons secondaires, ceci bien sûr en l'absence de charges d'espace. S'il était possible de mesurer directement sur la cible cette pointe de potentiel, on obtiendrait une autre mesure des vitesses d'émission des électrons secondaires, ou tout au moins leur ordre de grandeur, puisqu'on mesurerait la vitesse de partage. Le coefficient d'émission secondaire pour le mica par exemple étant bien connu en fonction de la tension d'accélération des électrons primaires depuis les très bonnes mesures de Salow, on aurait même, après cette mesure directe de la vitesse de partage, une très bonne idée de la répartition des vitesses des électrons secondaires.

Un moyen original de le faire est de promener le faisceau sur la cible. Au fur et à mesure de sa progression, le faisceau charge les parties de la surface sur lesquelles il arrive, et les électrons secondaires émis par ces parties retombent derrière le faisceau et déchargent les parties que le faisceau vient d'abandonner et qui sont demeurées à un potentiel supérieur. La pointe de charges se déplace aussi avec le faisceau le long de la cible. La cible dans son ensemble ne perd ni ne gagne de charges, puisque celles-ci ne font que se déplacer à sa surface. Aucun courant variable ne sera observé dans la connexion de la plaque métallique portant la cible. Pour observer quelque chose, il faut diviser cette plaque signal en deux parties; un signal sera alors remarqué sur l'une

des demi-plaques lorsque le faisceau y arrivera ou en partira.

En effet, prenons le cas où le faisceau entre sur la zone de la cible portée par la demi-plaque reliée à l'appareil d'observation. Quand le faisceau commence à balayer cette partie, il charge positivement les éléments correspondants et tire en conséquence par capacité des charges de la demi-plaque sur laquelle on n'observait pas d'émission précédemment. Un courant croissant sera observé jusqu'à ce que tout le faisceau soit passé dans la zone couverte par cette demi-plaque. A partir de ce moment le courant diminuera, car les parties positives laissées par le faisceau derrière lui commenceront à être déchargées par les électrons secondaires retombant sur la cible. Le courant retombera à zéro lorsque toute la zone à décharger traînée par le faisceau derrière lui sera passée sur la demi-plaque reliée à l'appareil d'observation.

Les quantités observées au cours de cette expérience sont donc le courant i qui sert à la charge et qui est donné par le maximum de l'impulsion de courant observée dans la connexion de la demi-plaque, et le diamètre d du faisceau qui est donné sur l'échelle des temps par le temps qui s'écoule entre le début du signal et sa valeur maximum. De ces grandeurs on tire aisément le potentiel U_1 auquel s'est chargée la zone sous le faisceau au moyen de la relation suivante :

$$i \frac{d}{v} = U_1 \frac{\varepsilon d^2}{\delta}.$$

En effet, supposons pour simplifier que la section du faisceau soit un carré de côté d , et soient v la vitesse de balayage, ε la constante diélectrique de la cible isolante et δ son épaisseur. Dans ces conditions $\frac{d}{v}$ est le temps de passage du faisceau sur son aire, et $i \frac{d}{v}$ est

la charge déposée par le faisceau d'intensité i durant ce temps, qui doit naturellement être égale à la charge nécessaire pour charger le condensateur de surface d^2 au potentiel U_1 . On aura donc

$$U_1 = \frac{i}{\varepsilon v} \frac{\delta}{d}$$

qui sera calculable puisqu'on observe i et d et qu'on connaît v , δ et ε .

2.2. Constitution du tube.

La réalisation d'un tel tube a été accomplie de la façon suivante : la cible en mica clivé fut recouverte

d'une dorure par évaporation sous vide. Puis la dorure fut rayée au moyen d'une pointe fine de $1/10^6$ de millimètre de manière à enlever le dépôt d'or le long d'un trait de cette largeur, et l'on vérifia au galvanomètre que les deux parties de la dorure étaient désormais isolées l'une de l'autre. Comme le faisceau d'électrons avait un diamètre voisin de 1 mm, on voit que le trait de séparation était suffisamment fin.

Les deux parties dorées furent ensuite reliées à des passages de sortie différents. La partie du tube située entre le canon à électrons et la cible divisée fut munie d'un collecteur cylindrique muni d'une sortie isolée permettant soit de mesurer le courant du faisceau, soit d'introduire une modulation collecteur. Le tube est représenté schématiquement sur la figure 30 et la figure 31 en donne une photographie.

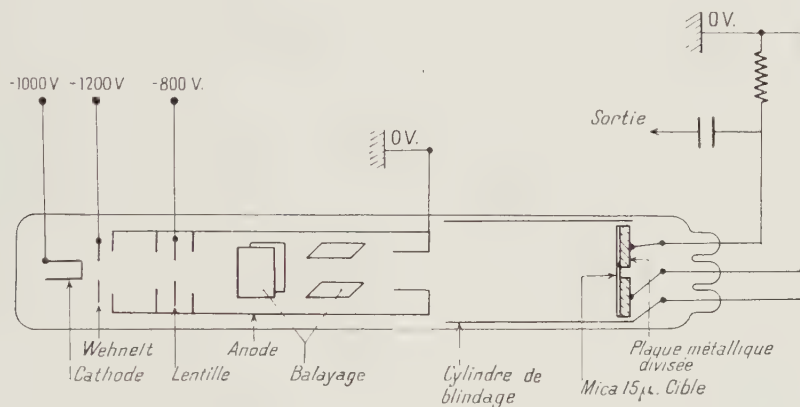


Fig. 30. — Schéma du tube expérimental à plaque signal divisée pour l'observation du pic de potentiel se trouvant au point d'impact du faisceau.

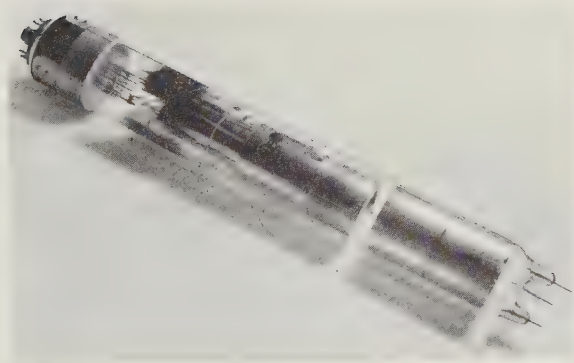


Fig. 31. — Photographie du tube à cible divisée.

2.3. Expériences.

2.3.1. Au moment d'effectuer les mesures, il

faut naturellement s'assurer si le courant du faisceau est suffisant pour charger la plaque au potentiel voulu dans le temps que dure le passage du faisceau. En effet, si le courant n'est pas assez intense, le point chargé ne peut s'élever que jusqu'à un potentiel limité par le courant. Il faut donc pour cette mesure s'arranger pour que la vitesse de balayage ne soit pas trop grande. Mais pour un balayage circulaire à une fréquence de 500 à 5 000 périodes par exemple sur un cercle de 3 cm de diamètre, ce qui donne des vitesses de $5 \cdot 10^4$ à $5 \cdot 10^5$ cm/s, les densités de courant des faisceaux des oscillographes ordinaires sont suffisantes (1 à $10 \mu A$ sur $1 mm^2$) pour observer une saturation de l'amplitude de l'impulsion. Si l'on augmente le courant faisceau, l'impulsion observée n'augmente plus. On mesure alors des valeurs de l'ordre de 1 ou 2 V pour la pointe de potentiel auquel se charge l'aire bombardée.

On remarque que cette valeur est bien inférieure à celle des vitesses des électrons secondaires obtenues par la méthode utilisée au cours de l'expérience précédente où il a été établi que les vitesses des électrons secondaires émis par un isolant atteignaient jusqu'à plusieurs dizaines de volts.

L'intérêt de la mesure réside dans le fait qu'elle a été exécutée dans les conditions réelles d'analyse d'une cible isolante au moyen d'un faisceau d'électrons rapides existant par exemple dans un supericonoscope et qu'elle a permis de mesurer directement sur la cible le saut de potentiel qui s'y produit au passage du faisceau.

En effet, la mesure que nous avons faite est bien exacte, puisque c'est directement le courant qui a servi à charger le point qui a été mesuré dans la connexion de la demi-plaque, mais ce n'est pas le

potentiel de partage, sans doute en raison de la charge d'espace que transporte un faisceau ayant les intensités utilisées. Nous avons mis en évidence le phénomène mais tel qu'il se produit en réalité, c'est-à-dire en présence d'une charge d'espace notable. On voit que la charge d'espace a pour effet d'empêcher le point de se charger au-dessus de quelques volts.

Ce résultat est en accord avec les mesures faites par Heimann en Allemagne et par Zworykin en Amérique, qui fixent des valeurs s'étageant entre 1 et 3 V pour le saut de potentiel au passage d'un faisceau d'analyse à électrons rapides sur la cible d'un iconoscope.

A titre de comparaison ajoutons que dans un super-iconoscope on a des courants de $0,5 \mu\text{A}$ maximum sur une section de $0,15 \text{ mm}$ de diamètre, et qu'on balaye 800 lignes de 6 cm en $1/25^{\circ}$ de seconde. Les densités de courant sur le spot atteignent donc $2 \cdot 10^{-3} \text{ A/cm}^2$ et sont donc dix fois supérieures à celles calculées dans la partie théorique pour un potentiel de charge d'espace de 1 V.

2.3.2. Il est également possible de réaliser avec ce tube une autre expérience sur la charge d'éléments de la cible en appliquant une forte tension positive sur le collecteur (par impulsions).

L'observation sera effectuée de nouveau sur une demi-plaque seulement, de façon à avoir comme niveau de référence les impulsions de courant au passage du faisceau sur le bord de la demi-plaque. Comme il n'y a pas de blindage entre collecteur et cible, l'impulsion de commande du collecteur apparaît différenciée sur la cible en raison de la liaison directe par capacité collecteur cible. Cette impulsion différenciée n'est pas autrement gênante; elle se superpose au signal à observer.

On observe alors le niveau auquel se chargent les parties de la cible balayées par le faisceau lorsqu'on applique des tensions pouvant aller jusqu'à 30 V au collecteur. Et l'on trouve que ce niveau peut être plus grand que celui des impulsions de passage sur les bords de la demi-plaque, mais ne dépasse pas quelques volts, ce qui correspond à la fraction de la tension collecteur proportionnelle au rapport $\frac{d}{D}$ du diamètre du faisceau au diamètre du collecteur.

Cette expérience confirme qu'une surface de faible étendue bombardée par des électrons primaires ne se chargera pas au potentiel d'un collecteur éloigné, mais à une valeur bien plus petite, dépendant du rapport des dimensions de cette surface à celles du collecteur.

3. CONCLUSIONS RÉSULTANT DES EXPÉRIENCES FAITES AVEC LES DEUX SORTES DE TUBES ÉTUDIÉS.

Bien que les expériences rapportées dans les deux derniers paragraphes ne soient pas parfaites, elles ont toutefois permis de dégager un certain nombre d'éléments nouveaux qui ont montré la voie à suivre pour les calculs développés dans la première partie. Nous pouvons en tirer les conclusions suivantes :

3.1. Dépôt de charges par modulation de tension par rapport à un collecteur.

La charge d'une surface isolante par modulation de tension en équilibre avec un collecteur éloigné est difficile, en raison du fait que les tensions de modulation ne se retrouvent que dans une très faible proportion en charges sur la cible. Pour charger une surface isolante par équilibre avec un collecteur modulé en tension, il faut qu'il soit à proximité immédiate, ou que les dimensions des zones de bombardement soient du même ordre que celles de la distance du collecteur. Dans des tubes où la charge de la surface doit suivre avec une précision mathématique une valeur de tension variable (sans passer par une caractéristique de grille de commande d'un canon), on ne peut donc travailler qu'avec modulation de la plaque de cible devant un collecteur rapproché (grillage fin par exemple). Et dans ce cas, comme il y a une redistribution des électrons secondaires au voisinage du point d'impact et que la zone de cette redistribution n'est limitée que par le grillage, le tube fonctionnera d'autant mieux que le diamètre du faisceau sera grand par rapport à la distance cible-grillage.

3.2. Dépôt correct de charges correspondant à une modulation d'intensité du faisceau.

Pour déposer une charge sur une surface, il est préférable de se placer dans des conditions telles que l'équilibre du point bombardé ne soit pas encore atteint ou soit loin d'être atteint par rapport au collecteur. A ce moment là il n'y a encore que peu ou pas d'électrons secondaires qui retombent sur le point bombardé et il y a donc peu de chances pour qu'ils retombent à côté et modifient les reliefs de charges déposés sur les parties avoisinantes. Il vaut mieux créer à la surface de l'isolant un fort champ extracteur qui éloigne immédiatement de la surface tous les électrons secondaires émis à l'inscription. C'est seulement ainsi qu'on peut espérer arriver à déposer correctement sur un isolant un relief

de charges correspondant exactement à la modulation d'intensité d'un faisceau.

3.3. Limitations du dépôt par la charge d'espace du faisceau inscripteur.

De plus il faut toujours travailler avec des faisceaux d'intensités aussi faibles que possible, donc à faible niveau de signal, pour éviter les effets de charges d'espace.

L'expérience montre que ces effets sont désastreux, même à l'inscription. La gerbe des électrons secondaires, émis avec des vitesses faibles par rapport aux électrons incidents forme, si elle est intense, un nuage qui éclate toujours par répulsion mutuelle des électrons. Les forces ainsi développées ont été dans une large mesure estimées dans les calculs faits à la suite de ces expériences et exposés dans la première partie. Plus on veut avoir dans un tube à mémoire de capacité, donc d'éléments de mémoire séparables, et de bande passante, c'est-à-dire de vitesse d'inscription, plus les faisceaux doivent être fins et intenses pour pouvoir déposer les charges voulues (c'est-à-dire donnant des signaux au-dessus du souffle de l'amplificateur de sortie) dans le temps prescrit, et plus la vitesse d'inscription doit pouvoir être grande (ce qui demande une densité de courant importante). Tout concourt, si l'on veut pousser les performances du tube, à élever les charges d'espace. C'est la charge d'espace qui limite donc les performances de tout tube à mémoire à dépôt de charges par émission secondaire avec des faisceaux concentrés. La suite de l'étude expérimentale doit donc être en tout premier lieu orientée vers l'examen des limites pratiques de tels dépôts de charges par faisceaux concentrés.

3.4. Retrait de charges déposées sur un isolant.

L'analyse à électrons rapides est inséparable d'une redistribution d'électrons secondaires sur l'ensemble du relief de charges à analyser. Nous avons calculé cette redistribution pour un cas simple dans la première partie sans même faire intervenir les effets de charge d'espace. On voit déjà d'après ce calcul comment la zone atteinte par les électrons secondaires croît avec le relief de charge, et comment il est nécessaire d'utiliser un faisceau plus fin que la définition à atteindre pour éviter une perte de définition.

On évite à l'analyse toute redistribution sur les parties voisines du point d'impact en faisant régner un fort champ extracteur à la surface de l'isolant.

Mais ceci n'est possible qu'avec des électrons lents, qui déchargent la surface jusqu'au potentiel de leur cathode d'émission et l'y maintiennent. Si l'on veut avoir une analyse convenable, il faut donc lire à électrons lents. Ceci est d'ailleurs également indispensable pour maintenir le champ extracteur nécessaire pour ne pas perdre de définition à l'inscription.

3.5. Conditions requises pour que le dépôt et le retrait de charges s'effectuent avec une définition limitée uniquement par les diamètres des faisceaux.

Pour que la définition ne soit limitée à l'écriture comme à la lecture que par les diamètres des faisceaux on ne peut qu'inscrire le signal positivement à électrons rapides et le lire à électrons lents en ramenant la surface à son potentiel antérieur, ce qui permet d'être sûr de lire exactement le signal qui a été déposé.

Nous nous efforcerons de réaliser pour commencer une mémoire permettant d'inscrire un signal sous forme de charges et de le restituer une fois convenablement. C'est le problème de base de tout dispositif à mémoire. Les expériences qui vont suivre doivent donc être orientées vers l'examen des limites physiques de l'inscription par électrons rapides dans un champ extracteur et de la lecture par électrons lents ou ralentis.

4. MESURE DE LA TENSION OU L'ÉMISSION SECONDAIRE ATTEINT 4. DÉCHARGE D'UN ISOLANT PAR DES ÉLECTRONS LENTS TOMBANT SOUS UNE INCIDENCE OBLIQUE. ÉQUILIBRE INDÉFINI D'UNE IMAGE A DEUX TEINTES.

4.1. Constitution du tube.

Nous devons donc construire un tube permettant une inscription en positif dans un champ extracteur fort, afin d'éliminer la charge d'espace, et une lecture par électrons lents, pour avoir une bonne lecture et maintenir l'isolant à un potentiel inférieur à celui de son entourage.

Pour ne pas avoir à se servir d'un canon à électrons lents du type employé dans l'image-orthicon, avec ses champs de concentration et ses balayages magnétiques, il est préférable d'utiliser un canon à électrons rapides d'un type courant, et de ralentir le faisceau au voisinage de la cible.

Ceci était effectué avec l'aide d'un grillage à mailles fines tendu à proximité de la cible et porté à la haute tension positive du canon. La plaque

portant la cible était reliée à un potentiel voisin de la cathode. Le champ homogène s'établissant entre les deux servait à ralentir les électrons du faisceau jusque sur la cible. Si l'on portait la cible à un potentiel d'une centaine de volts au-dessus de celui de la cathode, les électrons bien que ralentis avaient encore assez d'énergie pour provoquer une émission secondaire de taux supérieur à 1, et il y avait inscription en positif. Si la cible était portée à un potentiel très voisin de la cathode, les électrons avaient une émission secondaire de taux inférieur à 1 et déchargeaient la cible jusqu'au potentiel de la cathode, il y avait lecture. On pouvait donc, en mettant des polarisations différentes sur la cible se servir du canon pour écrire et pour lire.

placer le canon de côté, en l'inclinant sur l'axe du tube.

Dans ces conditions, en opération lecture par exemple, les électrons arrivant sous incidence oblique sur la cible étaient réfléchis dans l'espace grille-cible et sortaient de nouveau du grillage, ayant cette fois une direction symétrique de leur direction d'arrivée par rapport à l'axe du tube. On pouvait donc les recueillir sur un collecteur placé symétriquement à l'orifice du canon par rapport à l'axe du tube et observer le signal lu sur la cible sous forme de manques d'électrons, les électrons du faisceau utilisés pour décharger les points de la cible chargés positivement à l'écriture n'apparaissant plus sur le collecteur.

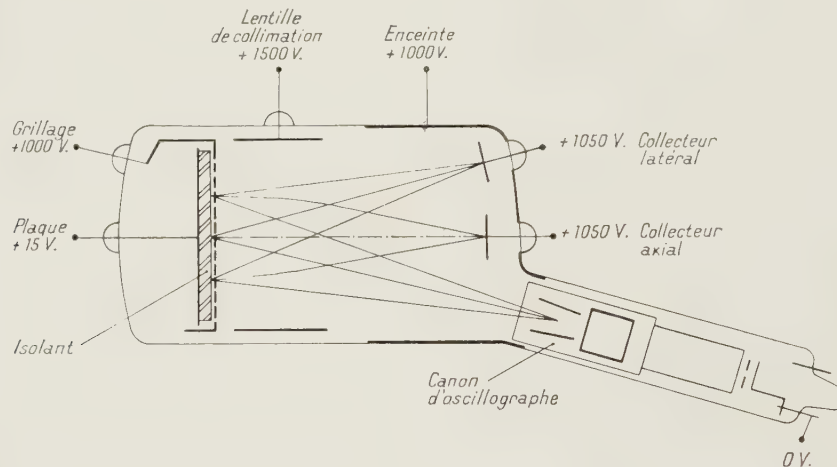


Fig. 32. — Schéma d'un tube à mémoire expérimental pour l'inscription par électrons rapides et la lecture par électrons lents, avec collecteurs dans le fond du tube et lentille de collimation.

Pour avoir la possibilité de permuter rapidement écriture et lecture, par exemple au moyen d'impulsions de tension appliquées au dos de la cible, il fallait prévoir un moyen pour observer le signal en dehors de la cible en mesurant le courant d'électrons secondaires et d'électrons réfléchis.

Or, les électrons se trouvant au voisinage de la cible ont de faibles vitesses, soit parce qu'ils ont été ralentis, ont déchargé la surface jusqu'à la tension de cathode et ont été ensuite réfléchis par la cible, soit parce que ce sont des électrons secondaires. Ils se trouvent donc accélérés par le champ extracteur vers le grillage et l'ayant traversé, vont se perdre dans le fond du tube en faisant route en sens inverse des électrons incidents du faisceau. On peut donc placer un collecteur pour les recevoir au fond du tube, du côté canon.

Pour que le collecteur ne coïncide pas avec l'orifice de la boîte à plaques du canon, il était indiqué de

La figure 32 indique schématiquement la constitution du tube.

Il est important que, quelle que soit la position du faisceau sur la cible, c'est-à-dire de l'angle de déflexion dû au balayage, les électrons se présentent sous la même incidence à la traversée du grillage. Sinon, ils sont réfléchis plus ou moins loin de la cible selon leur incidence. Pour cela il est possible d'installer une lentille de collimation entre le grillage et le canon, qui est ajustée de telle sorte que son plan focal passe par le centre de déflexion du balayage. Le faisceau attaque alors la grille sous un angle pratiquement invariable quelle que soit sa position. La lentille peut être réalisée sous la forme d'un cylindre métallique d'une certaine hauteur placé au voisinage de la grille et relié à un potentiel convenable.

Ainsi, quelle que soit la position du faisceau sur la cible, il est introduit dans l'espace de freinage

sous un angle constant. Après réflexion sur la cible, le faisceau sortira donc également de cet espace sous un angle constant et sera de nouveau soumis à l'action de la lentille qui le dirigera vers un point sensiblement symétrique du centre de déflexion. On assure ainsi avec la même lentille une concentration des électrons réfléchis sur le collecteur.

Au moment de l'effacement d'une charge positive par le faisceau d'analyse à électrons lents, ce faisceau touche la surface et émet quelques électrons secondaires. Ces électrons secondaires sont accélérés perpendiculairement au grillage vers ce dernier et la lentille de collimation les concentre dans son plan focal, mais sur l'axe du tube, où il y a donc possibilité de les recueillir séparément sans recueillir en même temps les électrons de lecture réfléchis. C'est le rôle du second collecteur représenté sur la figure 32, et qui peut être ou ne pas être placé dans le tube, selon les besoins.

Les photographies reproduites aux figures 33 et 34 représentent plusieurs tubes exécutés sur le principe

4.2. Expériences.

4.2.1. MESURE DU POINT V_1 OÙ L'ÉMISSION SECONDAIRE DEVIENT ÉGALE À 1. — Le tube permet tout d'abord une mesure précise du point V_1 où l'émission secondaire devient égale à 1. En effet, si l'on donne à la plaque portant la cible une polarisation positive par rapport à la cathode supérieure à cette valeur V_1 , l'émission secondaire sera supérieure à 1, la surface se chargera au haut potentiel du grillage et les électrons secondaires, ne traversant plus le grillage qu'avec des vitesses de quelques volts seront arrêtés par le champ de la lentille de collimation, qui est portée à un potentiel de plusieurs centaines de volts inférieur. Ces électrons ne pourront donc plus gagner le collecteur, où l'on n'observera pas de courant. En revanche au-dessous du point V_1 , la cible sera déchargée jusqu'à zéro, et les électrons réfléchis, réaccélérés à grande vitesse, pourront traverser la lentille de collimation et gagner le collecteur.

Si α est l'angle sous lequel est introduit l'électron dans l'espace de freinage entre le grillage et la cible, il aurait, à son point de rebroussement, une vitesse tangentielle correspondant à l'énergie $\alpha^2 U$, U étant la tension du grillage, c'est-à-dire ici la haute tension du tube.

Il faut donc porter la plaque de cible au moins à ce potentiel pour que les électrons l'atteignent. La différence entre le potentiel qu'on mesurera pour V_1 et ce potentiel sera l'énergie correspondant à la composante de la vitesse perpendiculaire à la plaque, de sorte qu'on aura ainsi une mesure de l'angle d'incidence de l'électron au moment où il touche la plaque; de toute façon la polarisation mesurée par rapport à la cathode correspond exactement à l'énergie cinétique de l'électron à l'impact.

Les tubes du haut et du bas de la figure 33 avaient une cible en willemite, matière fluorescente qui, sous forme de poudre, a une résistivité de l'ordre de 10^{10} à 10^{11} Ω -cm. Elle joue donc le rôle d'un isolant si l'on n'exige pas des temps de mémoire trop longs. Elle avait l'avantage d'indiquer en brillant, si le point était chargé au potentiel du grillage ou à zéro. Le tube du milieu de la figure 33 et celui de la figure 34 avaient des cibles en mica, pour avoir un bon isolement et éviter une perforation.

Les mesures donnèrent, pour un angle α dont la tangente était $\frac{1}{2}$ pour tous les tubes et une tension de 1000 V, soit une vitesse tangentielle correspondant à

$$\alpha^2 U = 20 \text{ V}$$

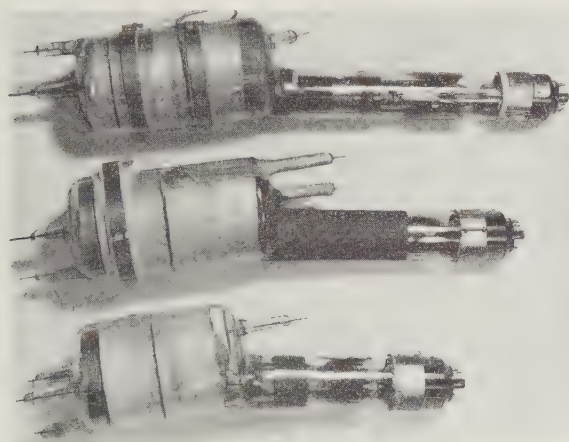


Fig. 33. — Tubes d'essais pour inscription par électrons rapides et lecture par électrons lents.



Fig. 34. — Autre tube d'essais pour inscription par électrons rapides et lecture par électrons lents.

que nous venons de décrire. Ces tubes ont servi à faire les expériences dont nous allons maintenant rendre compte.

des valeurs

$$V_1 = 69 \text{ à } 74 \text{ V pour la willemite}$$

et

$$V_1 = 29 \text{ à } 31 \text{ V pour le mica,}$$

soit donc des composantes de vitesse perpendiculaires à la plaque correspondant à des énergies de 50 et 10 V respectivement.

A titre de renseignement complémentaire, il faut mentionner que le point V_1 a été mesuré pour le verre avec une méthode moins précise et un tube moins élaboré, et que nous avons trouvé pour le point V_1 du verre une valeur comprise entre 65 et 80 V en incidence normale (telle était la marge d'erreur de la mesure).

Il est à remarquer que la mesure faite avec le tube de la figure 32 est absolument indépendante de la charge d'espace et ne peut être faussée par celle-ci en raison du fort champ régnant entre la cible et le grillage au moment de l'impact des premiers électrons.

La mesure de ces potentiels V_1 est utile pour connaître les polarisations à donner aux cibles dans tous tubes où l'on procède à la lecture par électrons ralentis.

4.2.2. ESSAIS DE CHARGE DE LA CIBLE PAR ÉLECTRONS RAPIDES ET DE DÉCHARGE SUBSÉQUENTE PAR ÉLECTRONS LENTS. — Le faisceau étant maintenu à intensité constante mais déconcentré sur le même point sans balayage, on porte la cible alternativement à un potentiel supérieur et inférieur au point V_1 et l'on observe le courant arrivant sur le collecteur. On s'arrange naturellement pour y recueillir, non seulement les électrons primaires réfléchis à la décharge, mais aussi les électrons secondaires émis à la charge et qui sont envoyés par la lentille de collimation vers l'axe du tube.

La figure 35 fera mieux comprendre l'expérience. La partie de gauche représente les différents états de charge de la cible reportés dans la courbe d'émission secondaire. Au-dessous de l'axe des abscisses est tracé dans le même graphique la forme des impulsions de tension appliquées sur la plaque de la cible.

La partie droite de cette figure représente l'allure du courant en électrons recueilli sur le collecteur tel qu'il fut observé sur l'oscillographe, avec, en synchronisme de nouveau pour comparaison les impulsions de tension appliquées sur la cible.

Pendant les périodes de charge, le courant émis par la cible monte à ηi , η étant le coefficient d'émission secondaire, et la surface de la cible se charge

positivement en variant son potentiel de la quantité ΔU .

Lorsqu'on ramène la plaque de cible à zéro, les électrons ralentis du faisceau commencent par être utilisés pour décharger la cible et le courant recueilli sur le collecteur tombe à zéro. Puis lorsque la décharge est faite, il remonte à sa valeur habituelle i_p , qui est celle du faisceau primaire réfléchi.

Les surfaces limitées par la courbe au-dessus et en dessous de cette valeur moyenne représentent les charges déposées et enlevées et sont égales entre elles.

En augmentant l'amplitude des impulsions de tension, on voit croître l'impulsion de courant ηi_p ,

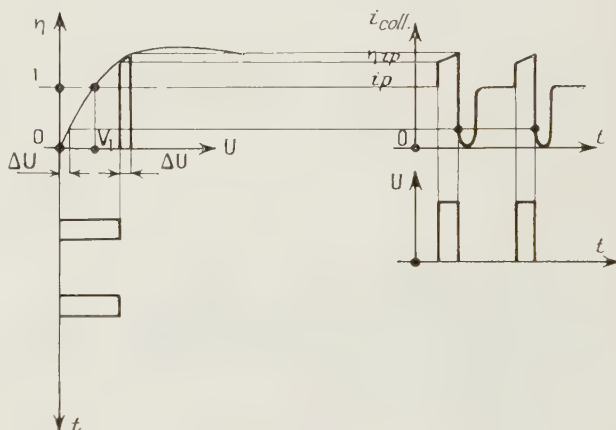


Fig. 35. — Charge d'un isolant par électrons rapides, et décharge par électrons lents; courant recueilli sur le collecteur.

c'est-à-dire qu'on observe l'accroissement du taux d'émission secondaire avec la tension au-dessus du point V_1 .

Cette expérience prouve la possibilité de décharger une surface avec des électrons ralentis ayant une vitesse notable mais inférieure à V_1 , même dans la direction tangentielle à la surface.

4.2.3. OBSERVATION INDÉFINIE EN TÉLÉVISION D'UNE IMAGE CORRESPONDANT AUX DEUX ÉTATS DE CHARGE STABLES DE LA SURFACE. — Nous avons vu que la surface isolante avait deux états stables : soit au potentiel de la cathode du canon, soit au potentiel du grillage. Un bombardement de la cible par des électrons maintient indéfiniment ces deux états. Une portion de cible chargée par exemple au potentiel de la cathode, et qui par suite d'un défaut d'isolation par exemple tendrait à gagner quelques volts de tension positive, serait ramenée au potentiel de la cathode par les électrons incidents. De même une

portion de cible au potentiel du grillage qui tendrait à se décharger serait ramenée par émission secondaire à ce haut potentiel.

Il est possible de rendre visible à l'œil nu sous forme d'une image une répartition de charges de ce genre sur la surface. On bombarde d'électrons la surface en se servant d'un balayage de télévision par exemple, et l'on recueille sur le collecteur, ou sur la plaque, le signal de vision correspondant qu'on envoie moduler le faisceau d'un oscillographe balayé en synchronisme. On y voit alors apparaître le relief de charges sous forme de zones claires ou sombres, soit une image à deux teintes, qui peut être restituée aussi longtemps qu'on le désire, puisque le balayage de lecture ne modifie pas l'image, mais au contraire la conserve et la régénère.

On dispose ainsi d'un appareil générateur d'une image à deux tonalités pouvant fonctionner indéfiniment.

Pour la charge préalable de la surface, c'est-à-dire l'inscription de l'image, le même canon avait servi, en portant la cible au-dessus du point V_1 et en bombardant les parties que nous désirions voir chargées au potentiel du grillage. Nous avons ainsi tracé par exemple une ligne sur la cible. Puis le faisceau étant coupé, on reportait la cible au potentiel de la cathode et l'on appliquait le balayage de télévision.

Nous avons ainsi observé l'image à la lecture une heure durant sans qu'il ne se produise aucune modification apparente avec une cible en mica. Le courant étant coupé la nuit, l'image réapparaissait à la reprise de l'expérience le lendemain à peine modifiée. Ainsi par exemple, une ligne de 1 mm s'était élargie à 2 mm par suite d'écoulement des charges en l'absence de faisceau lecteur.

4.3. Définition.

La définition dans un tube de ce genre restituant une image à deux teintes est limitée par la distance grillage-cible, puisqu'on se trouve en équilibre avec le grillage pour l'un des états de charge. Mais comme il n'y a pas de redistribution d'électrons secondaires sur la cible en raison du fort champ existant entre le grillage et les points non chargés, on atteint pour le point élémentaire un diamètre minimum de l'ordre d'une à deux fois la distance grillage-cible. Ce résultat est en parfait accord avec les conclusions de l'étude de la cinquième configuration faite dans la partie théorique. Nous avons vu là qu'une bande chargée en présence d'un grillage porté à un haut potentiel positif n'atteignait un potentiel d'équilibre de l'ordre du potentiel du gril-

lage que si sa largeur était au moins égale à la distance cible-grillage.

4.4. Diffusion par le grillage des électrons réfléchis.

Entre le grillage et la cible il y a un champ de l'ordre de 1000 V/mm. De l'autre côté du grillage, il y a un champ en sens inverse de plusieurs centaines de volts par centimètre. Chaque maille du grillage constitue donc une petite lentille, qui diffuse le faisceau des électrons réfléchis, comme de la lumière passant à travers une surface de verre dépoli. Nous avons mesuré le cône de diffusion dans un cas précis au moyen du tube du bas de la figure 33, où le collecteur était recouvert de couche fluorescente. Pour une maille de 0,125 mm de côté et une distance cible-grillage de 0,3 mm, le cône de diffusion avait à 15 cm du grillage (distance grillage-collecteur) un cercle de base de 4 cm de diamètre, qui couvrait tout le collecteur, le faisceau étant fixe et la lentille étant portée au potentiel nécessaire pour une bonne collimation.

Une façon de réduire cet effet est de multiplier le nombre de mailles du grillage pour une même distance à la cible, ou bien encore de diminuer le potentiel du grillage par rapport à la cible.

5. TUBE BI-CANON POUR INSCRIPTION ET LECTURE SIMULTANÉES DE FAIBLES SIGNAUX.

5.1. Constitution du tube.

Avec un tube à canon unique, on doit inscrire, puis modifier le potentiel de la cible, puis lire, et l'on ne peut observer qu'une image restant indéfiniment. Une charge faible est en effet effacée par le faisceau lecteur avant qu'on ait eu le temps matériel de l'observer.

Pour réaliser simultanément l'inscription et la lecture il est possible de placer dans le tube un second canon servant à l'inscription, le premier ne servant plus alors qu'à la lecture. La cible est comme précédemment reliée à la cathode du canon de lecture. La cathode du canon d'inscription est portée à un potentiel inférieur à la cible, de sorte que pour la cible les électrons arrivant du canon d'inscription soient rapides. L'inscription et la lecture peuvent alors se faire au même moment avec les deux canons. Le signal de sortie peut être observé soit sur la plaque de cible, soit sur un collecteur écarté de l'axe et symétrique du canon de lecture, vers lequel sont

concentrés par la lentille de collimation les électrons de lecture réfléchis. Pour cette raison, le canon de lecture est placé de côté comme dans le tube précédent, et le canon inscripteur est placé dans l'axe.

La figure 36 représente un schéma de ce tube,

montrant le canon supplémentaire situé dans l'axe. Pour des raisons de commodité, le canon d'inscription est une simple triode, avec concentration et déviation magnétiques. Le canon de lecture par contre a une concentration électrostatique, mais

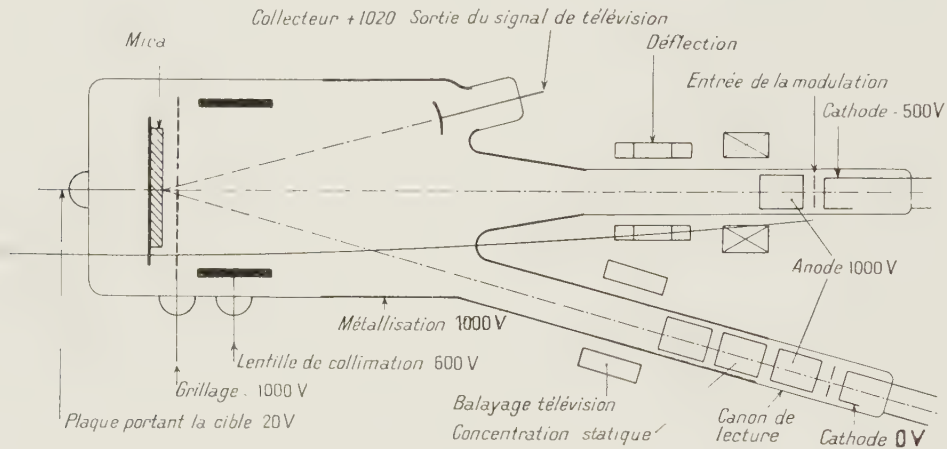


Fig. 36. — Tube à mémoire expérimental pour inscription par électrons rapides, et lecture à électrons lents en télévision.



Fig. 37. — Tube bicanon à grillage pour inscription par électrons rapides et lecture en télévision par électrons lents.

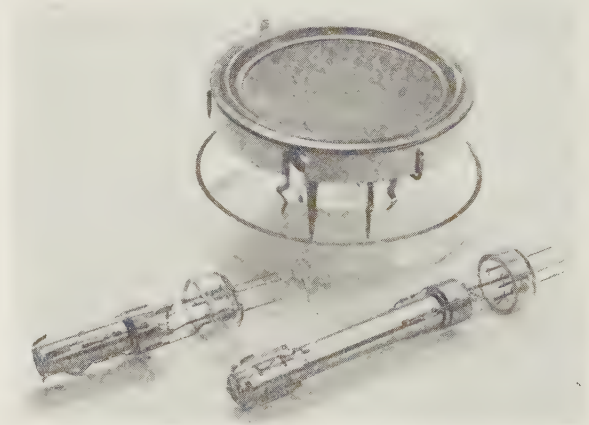


Fig. 38. — Assemblage grille-cible et canons du tube de la figure 37.

une déflexion magnétique. Les figures 37 et 38 représentent des vues du tube, des deux canons, et de l'assemblage grillage-cible.

Il est à noter qu'on a dans ce tube une séparation électronique des signaux d'inscription et de lecture. En effet, le faisceau d'inscription donne naissance à des électrons secondaires sans grandes vitesses initiales, qui sont accélérés perpendiculairement au grillage et concentrés par la lentille dans l'orifice du canon axial. Ils ne tombent donc pas sur le collecteur. Ce dernier ne reçoit donc que les électrons de lecture réfléchis, qui portent uniquement le signal

de lecture, si l'on tient la diffusion par le grillage dans des limites convenables.

au moyen d'une lentille de collimation plus élaborée. C'est l'objet des expériences suivantes.

5.2. Expériences.

Avec ce tube, il est possible de déposer de faibles reliefs de charges, et de les enlever complètement à la lecture avec des électrons d'incidence oblique. C'est ce qu'on a vérifié avec un faisceau inscripteur fixe de faible intensité qu'il était possible de concentrer ou de déconcentrer en observant l'image du spot donné par les électrons de lecture sur l'oscillographe de restitution. Il était important d'observer que même avec des inclinaisons du canon de lecture

6. ANALYSEUR A ÉLECTRONS RALENTIS SANS GRILLAGE.

6.1. Construction du tube.

La figure 39 représente le schéma de l'appareil.

La construction de ce tube nécessite une plaque de mica, métallisée d'un côté, et de laquelle furent enlevées avec une pointe certaines parties de la métallisation en y traçant des lettres et des échelles graduées. Cette cible fut placée dans le tube en

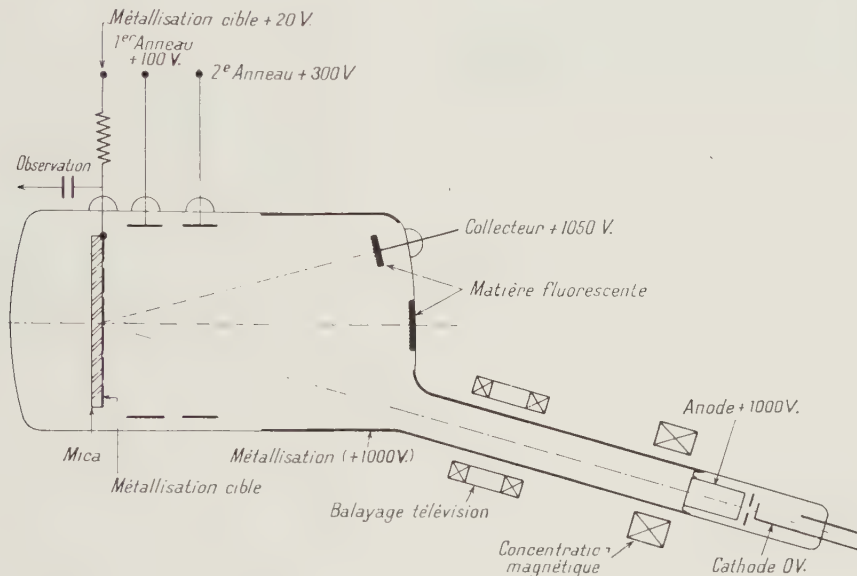


Fig. 39. — Schéma du tube pour expériences d'analyse par électrons ralentis.

sur l'axe de l'ordre de $\frac{1}{4}$ comme c'était le cas ici, et avec des tensions de 1000 V, c'est-à-dire avec des vitesses tangentielles de l'ordre de 60 V, on arrivait encore à décharger à incidence rasante.

Le faisceau d'inscription une fois concentré, on pouvait en augmenter l'intensité, ce qui amenait le point bombardé à se charger au potentiel du grillage, les électrons de lecture étant insuffisants pour enlever les charges. En agissant sur la déflexion, on pouvait déplacer le faisceau inscripteur, qui laissait derrière lui sur l'écran d'observation une trace indélébile indiquant sa route.

A la suite de ces expériences il nous a paru utile de nous demander si l'on ne pouvait pas se passer du grillage pour le cas où l'on ne dépose que de faibles signaux, en fermant le champ extracteur

mettant la face métallisée du côté où arrivait le faisceau d'analyse.

La lentille de collimation est formée de deux anneaux qu'on peut porter à des potentiels appropriés.

Le canon est placé de côté, afin de dégager la face du tube; un écran fluorescent a été placé pour observer les électrons secondaires. Un collecteur est situé symétriquement au canon par rapport à l'axe, et est également recouvert de matière fluorescente pour y observer le diamètre de la tache formée par les électrons primaires réfléchis.

6.2. Expériences.

La métallisation de la cible exposée aux électrons était portée à un potentiel à peine supérieur à celui

de la cathode. Elle formait ainsi une électrode plane dans le fond du tube, et y faisait régner le potentiel voulu pour ralentir les électrons. Les anneaux se trouvaient à des potentiels intermédiaires et décroissants, de la métallisation de l'enveloppe, portée à la haute tension, à la cible.

Les électrons, ralentis, arrivaient sur les parties métallisées de la cible et y étaient recueillis à faible vitesse. Ils arrivaient aussi à faible vitesse sur les parties non métallisées du mica et les chargeaient rapidement négativement jusqu'à réflexion totale.

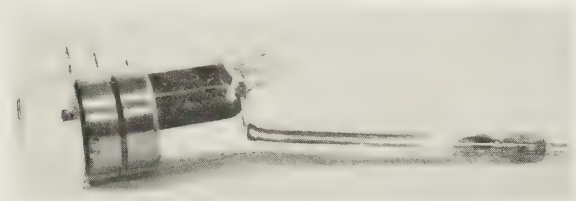


Fig. 40. — Tube pour expériences d'analyse par électrons ralentis.

Ces résultats encourageants nous ont conduit à construire un bi-canon sans grillage, qui allait nous servir en premier à observer la charge d'espace qui entoure le point bombardé lorsque le faisceau d'inscription est intense.

7. TUBE A DEUX CANONS SANS GRILLAGE POUR OBSERVATION DE LA CHARGE D'ESPACE ENTOURANT LE POINT D'IMPACT D'UN FAISCEAU.

7.1. Constitution du tube.

Ce tube est en principe conforme au précédent à électrons ralentis sans grillage, mais comporte un canon de plus pour l'inscription. La cible est naturellement isolante du côté exposé aux électrons et métallisée de l'autre côté pour fixer son potentiel et éventuellement extraire le signal video. Le tube est également muni d'un collecteur écarté de l'axe pour recueillir les électrons primaires

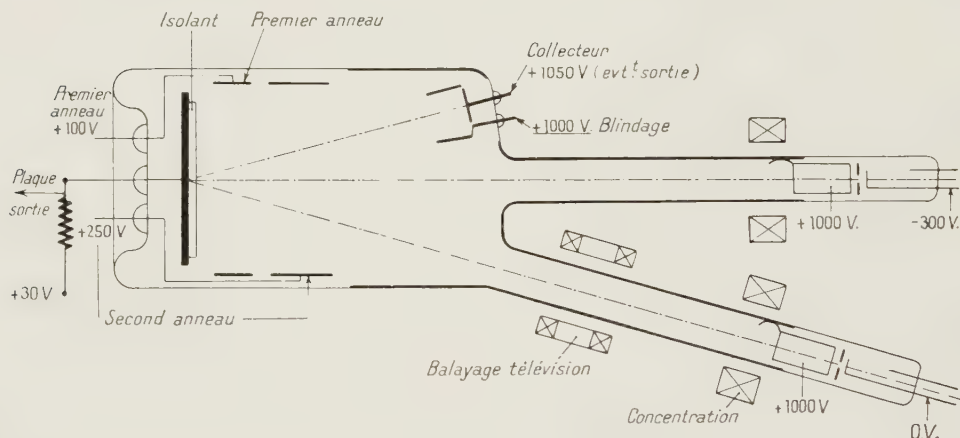


Fig. 41. — Schéma du tube à deux canons sans grillage avec lecture par électrons ralentis.

Le faisceau était balayé en télévision et le signal recueilli sur la métallisation de cible. Il était formé par les électrons tombant uniquement sur les parties métallisées, dont on pouvait ainsi restituer l'image. Celle-ci était assez fine, et les traits tracés sur la cible peu grossis, par rapport à l'analyse en électrons rapides.

Pour la meilleure répartition des tensions appliquées aux anneaux, on pouvait utiliser plus de la moitié du diamètre de la cible, avec toutefois une certaine distorsion géométrique aux bords.

Les taches observées sur les écrans fluorescents étaient bien séparées; celle formée sur le collecteur avait 5 mm de diamètre, l'autre formée sur la face du tube dans l'axe avait 2 ou 3 cm.

réfléchis. Ce collecteur est entouré d'un anneau métallique de blindage relié à un potentiel fixe, dont la fonction est d'empêcher les électrons secondaires émis dans la base du tube par les électrons qui reviennent de l'inscription vers le canon central d'arriver sur le collecteur, ce qui assure la séparation des signaux d'inscription et de lecture.

Le schéma de la figure 41 fera mieux comprendre la disposition des éléments. Le tube lui-même est représenté à la figure 42.

7.2. Expériences.

Pour commencer nous avons écrit un point fixe avec un faisceau de faible intensité. Nous avons lu

avec des électrons ralentis en balayant toute la surface de la cible en télévision. Le signal video fut observé directement sur la métallisation de la cible. Sur un champ gris sensiblement uniforme apparaissait un point noir correspondant au point d'impact du faisceau primaire. Si la concentration du faisceau primaire était modifiée, ce point changeait de forme. Le faisceau étant convenablement concentré, le point observé sur l'écran de restitution avait une grandeur comprise entre une et deux fois le diamètre du faisceau d'inscription tel qu'on pouvait l'attendre du canon utilisé. Ce canon donnait à 1000 V un faisceau compris entre 0,5 et 1 mm de section pour quelques microampères, diamètre qui ne diminuait pas sur ce type de canon rapidement

d'impact du faisceau s'entourer d'une ceinture de charges blanches, donc de polarité inverse, correspondant à la retombée des électrons secondaires au voisinage du faisceau sous l'effet de la charge d'espace.

On peut donc ainsi observer réellement le nuage de charge d'espace et voir quand il apparaît et comment il croît graduellement lorsqu'on augmente l'intensité du faisceau.

Ces expériences ont permis de confirmer la théorie exposée dans la première partie de ce travail et les ordres de grandeur des densités de courant de bombardement à partir desquelles apparaissait la charge d'espace, tels qu'ils ont été délimités par le calcul. Les ordres de grandeur prévus par le calcul se sont, au cours de ces expériences, trouvés vérifiés et confirmés.

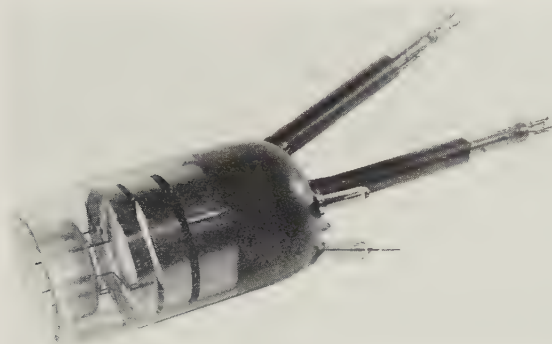


Fig. 42. — Tube à deux canons sans grillage avec lecture par électrons ralentis.

construit au laboratoire si l'on abaissait le courant, en raison des imperfections de construction.

On voit donc qu'on obtient, par inscription en électrons rapides et lecture en électrons lents, une définition correspondant vraiment à celle des faisceaux, point essentiel qu'il était fort important de prouver expérimentalement et qui confirme nos développements théoriques.

Naturellement, quand on écrit avec un faisceau de largeur finie, et qu'on lit avec un faisceau ayant aussi une largeur finie, la même par exemple, la définition résultante sera voisine du double de la largeur d'un faisceau. C'est ce qui explique la perte de définition dans un rapport 2 observée dans l'image résultante par rapport à la définition du canon individuel. (L'oscillographe de restitution avait naturellement une définition notablement supérieure.)

Pour continuer nous avons augmenté l'intensité du faisceau. Nous avons alors vu sur l'écran de restitution le point noir correspondant au point

7.3. Mesure exacte du courant inscripteur et de la définition.

7.3. MÉTHODE DE MESURE. — Le faisceau inscripteur repose à intensité constante sur un point fixe de la cible sans balayage. Le faisceau lecteur balaye un diamètre entier de la cible à 50 cycles et enlève au passage les charges déposées par l'autre faisceau.

La métallisation de cible est reliée à une résistance de charge, la tension qui y apparaît est amplifiée dans un amplificateur de gain connu dont la sortie alimente un oscillographe balayé à 50 périodes en synchronisme avec le faisceau lecteur. Sur l'oscillographe apparaît le souffle de l'amplificateur et l'impulsion produite lorsque le faisceau de lecture passe au point où le faisceau inscripteur dépose régulièrement sa charge. La charge déposée par ce dernier entre deux passages successifs du faisceau lecteur est alors enlevée. La figure 43 donne le schéma de l'expérience.

7.3.2. MESURE DU COURANT DU FAISCEAU INSCRIPTEUR. — On mesure le gain de l'amplificateur et la tension à injecter à l'oscillographe pour avoir une déflexion donnée. Le tube est réglé pour avoir une impulsion ayant le niveau de sortie désiré, par exemple 10 fois le souffle de l'amplificateur. On mesure l'amplitude de l'impulsion sur l'oscillographe et l'on en déduit le nombre de microvolts sur la résistance de charge, donc l'amplitude crête du courant y passant lors de l'impulsion.

La largeur de l'impulsion à mi-hauteur sur l'oscillographe est relevée par rapport à la longueur de la base décrite sur l'oscillographe qui représente $1/50^e$ de seconde.

En multipliant le courant de crête par la durée de l'impulsion à mi-hauteur, on obtient l'ordre de grandeur de la quantité de charge enlevée au passage du faisceau lecteur.

7.3.3. MESURE DE LA SECTION DES FAISCEAUX. — La longueur de la piste balayée sur la cible du tube à mémoire est connue, ainsi que celle balayée sur l'oscillographe d'observation. La division de la longueur de la base sur l'oscillographe par la largeur de l'impulsion à mi-hauteur, donne le nombre

à la moitié de la largeur de l'impulsion à mi-hauteur, réduite aux dimensions de la piste mémoire.

7.3.4. RÉSULTATS. — Au cours de l'expérience, la tension était de 10^{-4} V, à l'entrée de l'amplificateur sur une résistance de charge de $3,3.10^3 \Omega$, ce qui donne un courant crête de 3.10^{-10} A. La largeur de l'impulsion à mi-hauteur était 2,3 mm sur l'oscillographe, pour une base de 80 mm parcourue en $1/50^e$ de seconde qui correspondait à une piste de 60 mm sur la cible isolante. La durée de l'im-

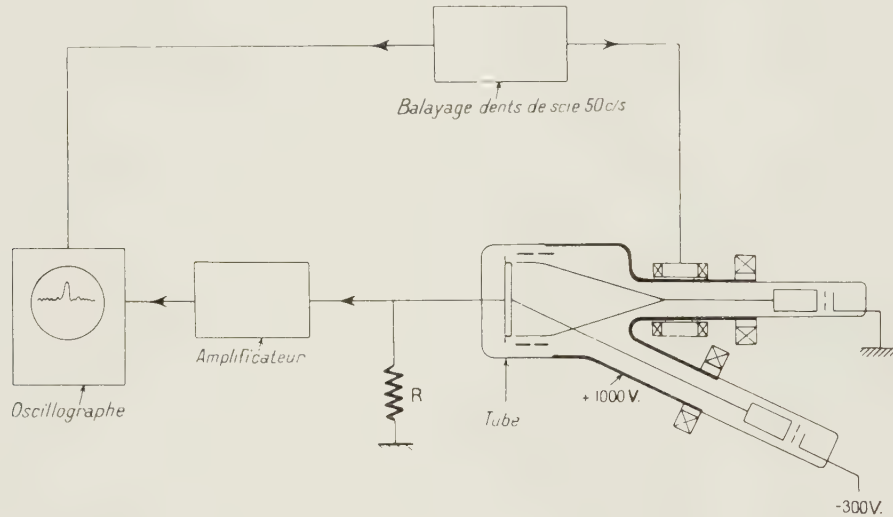


Fig. 43. — Montage pour la mesure du courant inscripteur et de la définition dans le tube bi-canon de la figure 42.

de points séparables, ou d'éléments de mémoire du tube.

En supposant les diamètres et les densités des deux faisceaux sensiblement égaux, on en déduit

pulsion était donc

$$t = \frac{1}{50} \frac{2,3}{80} = \frac{2,3}{4000} \text{ (s)}$$

et le diamètre du faisceau

$$d = \frac{1}{2} \frac{2,3}{80} \times 60 = \frac{7}{8} \text{ (mm)},$$

la quantité d'électricité enlevée chaque fois était ainsi de

$$q = i_{\text{crête}} t = \frac{7}{8} \times 10^{-13} \text{ cb.}$$

Cette quantité d'électricité est déposée en $1/50^e$ de seconde par un courant inscripteur moyen de

$$i_{\text{inscription}} = \frac{7}{8} \times 10^{-13} \text{ cb.} \cdot 50 \text{ s}^{-1} = 0,9 \cdot 10^{-11} \text{ A.}$$

le diamètre du pinceau d'écriture, car l'opération lecture a pour effet d'élargir l'extension apparente de la charge d'un facteur voisin de 2. Le diamètre du faisceau inscripteur correspond donc à peu près

Pour travailler avec des courants d'inscription notablement plus forts nous avons ensuite modulé le canon d'inscription avec des impulsions de $1 \mu\text{s}$ se renouvelant tous les $1/500^e$ de seconde, c'est-à-dire



Fig. 44. — Autre version du tube bi-canon avec lecture par électrons ralentis.

qu'il y en avait 10 entre deux passages successifs du faisceau de lecture. Nous pûmes reproduire la même figure sur l'oscillographe de contrôle sans observer que l'impulsion se fut élargie. Le courant du faisceau instantané était alors de

$$i_{\text{inscription}} = \frac{7}{4} \times 10^{-13} \text{ cb} \frac{1}{10 \cdot 10^{-6} \text{ s}} = 1,8 \cdot 10^{-8} \text{ A}$$

puisque la même charge que précédemment était déposée en 10 μ s au lieu de 1/50^e de seconde.

On voit que si l'on travaille à de tels niveaux de courants de faisceaux on est encore au-dessous des densités de courants dangereuses à cause de l'apparition de la charge d'espace, puisque nous avons des sections de faisceaux de 0,5 mm², et que nous avons vu dans les calculs théoriques que la charge d'espace apparaissait vers des densités de bombardement de 1 μ A/mm².

Nous vérifiâmes alors en augmentant le courant d'inscription, qu'on pouvait faire grandir l'impulsion d'un facteur 10 à 30 en amplitude sans qu'elle s'élargît, mais qu'au-delà d'un facteur 100 l'élargissement devenait visible. A ce moment la densité de bombardement à l'inscription était bien de l'ordre de 1 μ A/mm².

Pour finir nous ajouterons que la cible en mica clivé avait une épaisseur de 20 μ . Ainsi le condensateur élémentaire de 0,5 mm² avait une capacité de $\frac{7}{4} \times 10^{-12}$ F et était chargé en 1/50^e de seconde

par la charge de $\frac{7}{4} \times 10^{-13}$ Cb à 1/10^e de volt. Avec un courant d'inscription 10 à 30 fois plus fort, la surface se serait chargée à 1 ou 3 V. On voit l'ordre de grandeur des reliefs de charges qu'on utilise.

En définitive, nous avons ainsi délimité par des mesures précises tous les ordres de grandeur des niveaux de sortie, des courants d'inscription, des sections de faisceaux et des densités de bombardement qu'on doit employer pour opérer convenablement le dépôt de charges par électrons rapides et la lecture par électrons lents.

APPLICATION.

Transport à distance d'une image panoramique radar par voie téléphonique.

Pour transmettre une image radar à distance il faudrait normalement utiliser un émetteur à très haute fréquence susceptible de passer une bande de 2 Mc/s, le signal radar ayant des impulsions de

1 μ s. Mais en examinant l'image, et en tenant compte du fait qu'elle ne se renouvelle qu'à la cadence de rotation de l'antenne, c'est-à-dire par exemple une fois en 7 s, on s'aperçoit qu'une bande de fréquence beaucoup moins grande suffit pour la retransmission, et que notamment la bande téléphonique suffit pour faire passer une image dont la définition est celle des tubes indicateurs panoramiques.

En effet, si l'on considère pour fixer les idées qu'une antenne a 1 degré d'ouverture de pinceau, il y aura 360 lignes radiales différentes dans l'image panoramique. Chacune de ces lignes dure 1/50^e de seconde car l'antenne fait 1 tour en 7 s. Si nous admettons que la ligne téléphonique par où l'on veut faire passer l'image a une bande de 3 500 c/s, on voit qu'on dispose de 70 c/s en 1/50^e de seconde, durée de la ligne, c'est-à-dire qu'on aura une définition de 140 points au rayon et de près de 300 sur un diamètre ce qui est considéré comme suffisant.

Le tube que nous avons décrit en dernier peut être utilisé pour cette application. Il s'agit d'un tube à mémoire comprenant une cible isolante et deux canons, l'un pour l'inscription des signaux radar sur la cible et l'autre pour leur lecture à cadence ralentie. Les signaux video doivent être appliqués à la grille de commande d'intensité du canon inscripteur, pour en moduler le faisceau. Ce faisceau est dévié à la cadence de répétition du radar suivant une simple droite et balaye un diamètre de la cible. Il y dépose les signaux sous forme de charges positives par émission secondaire de taux plus grand que 1. Les charges s'accumulent sur l'isolant au cours des balayages successifs.

Le faisceau de lecture a une intensité constante. Il est dévié à une cadence dix fois plus lente, ce qui correspond à peu près au temps que met l'antenne à décrire la largeur de son propre pinceau, c'est-à-dire aussi au nombre d'échos reçus d'un même objet. Le faisceau de lecture enlève les charges déposées sur l'isolant par émission secondaire de taux inférieur à 1 (électrons lents) et fournit le signal de sortie, qui est une réplique du signal d'entrée, mais à une fréquence de récurrence beaucoup plus petite qui est celle du balayage de lecture. Le rythme des signaux se trouve ainsi réduit.

Ce tube doit être construit avec une grille fine à proximité (1 mm) de la plaque isolante, grille qu'on maintiendra à un potentiel légèrement inférieur au potentiel V_1 où l'émission secondaire devient 1, par rapport à la couche isolante (V_1 se place aux environs de 40 V). Ceci permet d'augmenter considérablement le champ extracteur E qui règne à la surface de l'isolant (jusqu'à une inten-

sité de l'ordre de 40 V/mm), ce qui contribue à augmenter les performances du tube. L'existence de la grille assure de plus la sécurité de service. En effet, si par suite d'une fausse manœuvre la surface se

CONCLUSION.

Les études expérimentales mentionnées dans cette deuxième partie ont conduit aux résultats suivants :

Les expériences bien que peu précises au début, ont permis de développer des méthodes d'investigation pour l'examen des vitesses des électrons secondaires (avec le tube à collecteur éloigné derrière un grillage) et pour la mesure de l'émission secondaire sans charge d'espace (avec le tube à grillage rapproché et fort champ extracteur), au moins au voisinage du point V_1 .

L'auteur a pu examiner les potentiels de charge de surfaces isolantes pour les principales configu-

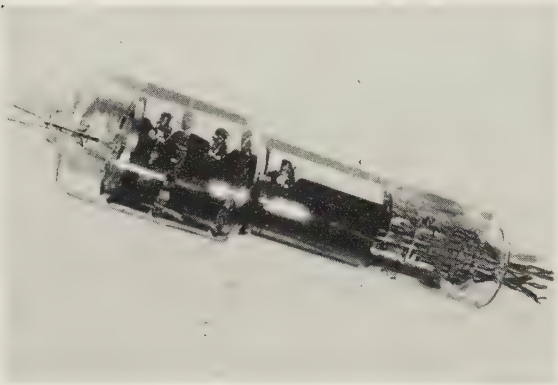


Fig. 45. — Tube réducteur de bande.

chargeait positivement sans être déchargée par le faisceau lecteur, son potentiel serait limité à celui de la grille, et pourrait encore être ramené à zéro au prochain passage du faisceau lecteur.



Fig. 46. — Tube réducteur de bande.

On a obtenu avec des tubes de ce genre plus élaborés une définition de 200 points au diamètre de la cible (soit 400 sur le diamètre de l'indicateur panoramique), ce qui est amplement suffisant pour exploiter la bande téléphonique. Les figures 45 et 47 présentent des vues d'un tube industriel développé pour cette application.

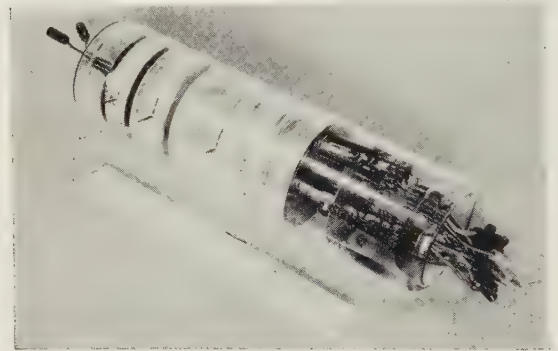


Fig. 47. — Réducteur de bande pour retransmission d'image radar par voie téléphonique.

rations se présentant dans la pratique, soit par des mesures en impulsions, soit par l'observation directe en télévision, et ceci a confirmé les conclusions des calculs théoriques sur ces états de charge.

L'étude de la charge d'espace au-dessus du point d'impact d'un faisceau mince, a permis de la rendre visible grâce au tube à deux canons sans grillage, et à mesurer les densités de courant à partir desquelles il y a redistribution au voisinage du point d'impact du faisceau. Ces mesures ont confirmé l'ordre de grandeur prédit théoriquement.

Enfin nous avons trouvé que la manière la plus convenable de déposer des charges sur des isolants parfaits était de les déposer par électrons rapides et de les lire par électrons lents. Des mesures précises ont donné les niveaux de courant, de charges, de tensions avec lesquels il fallait manipuler pour obtenir une définition des éléments de mémoire limitées uniquement par les dimensions des faisceaux.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] PENSAK, *The Graphecon, a picture storage tube* (R. C. A., Rev., t. 10, 1949, p. 59-73).
- [2] JENSEN, SMITH, MESNER et FLORY, *Barrier grid storage tube and its operation* (R. C. A. Rev., t. 9, 1948 p. 112-135).
- [3] HAEFF, *A memory tube* (Electronics, t. 9, 1947, p. 80-83).
- [4] WEIMER, *The image isocon, experimental TV pick up tube, based on the scattering of low velocity electrons* (R. C. A. Rev., t. 10, 1949, p. 3 et 366).
- [5] HERGENROTHER et LUFTMAN, *Single gun storage tube writes, reads and erases* (Electronics, mars 1953).
- [7] KNOLL, *Viewing storage tube with half tone display* (R. C. A., t. 14, n° 4, 1953, p. 492).
- [8] BROWN et SMITH, *Direct viewing memory tube* (Proc. Inst. Rad. Eng., t. 41, 1953, p. 1167).
- [9] BARBIER, Demande de brevets français n°s 627.705, 628.500, 629.276, 651.120, 651.121 de la Compagnie Générale de T. S. F.

REMERCIEMENTS.

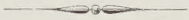
L'auteur désire exprimer sa gratitude à M. Henri Gutton, Chef du Département Recherches générales à la Compagnie Générale de TSF, qui lui a donné la mission d'étudier le dépôt d'informations sur les couches isolantes, puis à M. Robert Warnecke, Chef du Département tubes électroniques, dans

le laboratoire duquel l'étude a été achevée par le développement d'un tube à mémoire. Il présente tous ses remerciements à M. Maurice Ponte, Directeur général de la Compagnie, qui l'a autorisé à présenter ce travail comme thèse de doctorat ès sciences.

DEUXIÈME THÈSE



PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.



Le sulfure de Cadmium
et ses applications aux rayons X

Vu et approuvé :

Paris, le 29 novembre 1954.

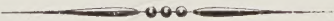
LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

J. PÉRÈS.

Vu et permis d'imprimer :

LE RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,

JEAN SARRAILH.



PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS

Quai des Grands-Augustins, 55.

147 661

Dépôt légal, Imprimeur, 1955, n° 1039.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS
147661 Quai des Grands-Augustins, 55.
